



Max-Planck-Institut für Plasmaphysik

Heiz- und Stromprofile bei Neutralteilcheninjektion in Tokamakplasmen

**Diplomarbeit
von
Michael Kraus**

**Über den Effekt von Fehlern in den Ionisationsquerschnitten auf
die berechneten Heiz- und Stromprofile bei Neutralteilchen-
injektion, Auswirkungen verschiedener Stromtriebmodelle und
Konsequenzen für aktuelle Transportuntersuchungen**



Technische Universität München

Danksagung

Jörg Stober, Giovanni Tardini,
Douglas McCune, Marina Gorelenkova,
Francois Ryter, Martin O'Mullane,
Rubert Budny, Jörg Hobirk, Christiane
Ludescher-Furth, Clemente Angioni,
Sebastian Schwarzhuber

Übersicht

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der numerischen Modellierung der Neutralteilcheninjektion (NBI) in Fusionsplasmen. Letztere werden dadurch geheizt und es kann ein toroidaler Strom getrieben werden.

In diesem Rahmen wurde ein Vergleich der beiden Simulationspakete FAFNER und TRANSP/NUBEAM durchgeführt. Beide nutzen Monte Carlo Methoden zur Modellierung der Neutralteilcheninjektion. FAFNER ist dabei der einfachere Code und rechnet nur stationär. TRANSP/NUBEAM berücksichtigt mehr physikalische Effekte und erlaubt auch die Simulation der zeitlichen Entwicklung eines Plasmas.

Es hat sich gezeigt, dass die Ionisationsprofile der schnellen Ionen, ebenso wie die Heizprofile für Ionen und Elektronen und die Stromtriebprofile ganz empfindlich von den verwendeten atomaren Ionisationsmodellen und -daten abhängen. Insbesondere bei hohen Dichten ($n \sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$) zeigen sich große Unterschiede zwischen Modellen, die angeregte Zustände der Strahlotope berücksichtigen (ADAS, Janev et al., Suzuki et al.), und solchen, die nur den Grundzustand der Strahlotope berücksichtigen (Freeman & Jones, PREACT). Hier befinden sich viele der Strahlotope in angeregten Zuständen, wodurch die Ionisationswirkungsquerschnitte stark erhöht werden können. Es ist daher wichtig, ein Modell zu verwenden, das die angeregten Zustände berücksichtigt.

Zuerst wurden die verschiedenen Modelle in FAFNER implementiert, da dies der einfachere und somit leichter zu modifizierende Code ist, um aus den damit erzielten Resultaten eine Aussage abzuleiten, welches der Ionisationsmodelle in TRANSP/NUBEAM implementiert werden sollte. Die Wahl fiel schließlich auf ADAS. Es war zwar bereits das Modell von Janev et al. in NUBEAM verfügbar, die Vorteile von ADAS sind aber, dass es auf teils neueren atomaren Datensammlungen beruht, eine größere Gemeinde von Nutzern und Mitwirkenden hat und ständig erweitert und aktualisiert wird.

Bei der Verwendung desselben Ionisationsmodells zeigen beide Codes sehr gute Übereinstimmungen in den berechneten Depositionsprofilen und zumeist gute Übereinstimmung in den Profilen der Heizung von Ionen und Elektronen und des durch die schnellen Ionen getriebenen Stroms. Kleinere Unterschiede liegen jedoch vor. Bei einigen NBI-Quellen an ASDEX Upgrade zeigt TRANSP Heizung besonders der Elektronen aber auch der Ionen näher am Rand als FAFNER und folglich weniger Heizung im Zentrum. Der getriebene Gesamtstrom zeigt in beiden Codes ebenfalls Unterschiede bis zu 20%. Die Ursache dieser Effekte konnte nicht abschließend geklärt werden, ist aber wahrscheinlich auf Geometrie- bzw. Orbiteffekte zurückzuführen.

Die betrachteten Stromtriebmodelle (Kim/Lin-Liu, Hirshman) liefern ebenfalls Ergebnisse mit nicht zu vernachlässigenden Unterschieden. Bei ASDEX Upgrade betragen die Differenzen im durch Neutralteilcheninjektion getriebenen Strom typischerweise 10...30%, je nachdem wie hoch Z_{eff} und die Kollisionalität im Plasma sind. Das Hirshman-Modell berücksichtigt die Kollisionalität der Teilchen, während das Kim/ Lin-Liu-Modell nur im Bananenregime, also bei vernachlässigbarer Kol-

lisionalität gilt. Letzteres berücksichtigt hingegen Korrekturen in höheren Ordnungen des Anteils der auf Banenanbahnen gefangenen Teilchen, deren Einfluss aber geringer wird, je höher Z_{eff} ist. Das Hirshman-Modell hat außerdem den Nachteil, dass es nur im Grenzfall großer Aspektverhältnisse gilt. Die Genauigkeit seiner durch analytische Fits an numerische Ergebnisse gewonnenen Faktoren ist für inverse Aspektverhältnisse $\epsilon > 0.15$ nicht sehr hoch. Man muss also für jeden Fall, d.h. für jede Simulation bzw. jedes zu simulierende Plasma, abwägen und überprüfen, welcher der Algorithmen im entsprechenden Regime eher Gültigkeit besitzt, welche der Näherungen vertretbar sind und welche zu großen Fehlern in den Ergebnissen führen können.

Es wäre daher wünschenswert, aus der neoklassischen Theorie ein Modell abzuleiten, das weniger einschränkenden Bedingungen unterliegt und für weitere Bereiche des Aspektverhältnisses und der Kollisionalität sowie für beliebige Plasmaform in geringen Fehlergrenzen Gültigkeit besitzt. Solange ein solcher Algorithmus nicht zur Verfügung steht, möchte man zumindest die Wahl haben, einen dem Problem eher angepassten Algorithmus zu wählen. Daher wurde in TRANSP/NUBEAM zusätzlich zu dem vorhandenen Modell von Hirshman das von Kim/Lin-Liu implementiert.

Ein weiterer wichtiger Aspekt dieser Arbeit bzgl. der Stromtriebuntersuchungen ist die vollständige Rekonstruktion der Herkunft des in TRANSP/NUBEAM implementierten Stromtriebalgorithmus (Anhang C), die zuvor nur ansatzweise dokumentiert war.

Nach dem Benchmark der Codes und der Implementierung neuerer Modelle für Ionisation und Stromtrieb wurden einige Transportuntersuchungen an ASDEX Upgrade sowie ein ITER Beispielszenario wiederholt, um eventuelle Auswirkungen auf die Resultate aufzuzeigen und zu analysieren. Erstere bezogen sich auf Experimente zur β -Skalierung, zum Stromtrieb und auf Experimente mit modulierter Neutralteilcheninjektion. Es hat sich dabei gezeigt, dass die Auswirkungen auf die Rechnungen zu den ASDEX Upgrade Experimenten meist gering waren, was im Wesentlichen an der geringen Plasmadichte, bei der die Experimente durchgeführt wurden, erklärt werden kann.

Bei ITER waren die Unterschiede bzgl. der Ionisationsmodelle deutlich gravierender, die Stromtriebmodelle lieferten dagegen fast dasselbe Ergebnis. Die wesentlichen Änderungen ergeben sich daher in den Depositions- und Heizprofilen sowie insbesondere im Shinethrough. Dieser unterscheidet sich in der Startphase der Entladung um einen Faktor 9 zwischen ADAS ($\simeq 100$ kW) und PREACT ($\simeq 900$ kW), und um einen Faktor 3 zwischen ADAS und Janev, wobei letzteres zuvor für die Simulation der hier untersuchten Entladung benutzt wurde. Die Stromtriebmodelle liefern kaum unterschiedliche Ergebnisse, da ITER eine sehr geringe Kollisionalität aufweisen wird, bei der die Korrekturen des Hirshman-Modells gegenüber des Kim/Lin-Liu-Modells keine Auswirkungen haben und also beide Modelle gut übereinstimmende Ergebnisse liefern.

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung und Motivation	1
1.1	Kernfusion	1
1.2	Neutralteilcheninjektion	10
1.3	Ionisationsquerschnitte	13
1.4	FAFNER und TRANSP/NUBEAM	15
1.5	Motivation	16
1.6	Aufbau der vorliegenden Arbeit	17
2	Vergleich von FAFNER und TRANSP/NUBEAM	19
2.1	Eingangsdaten, Dichte- und Temperaturprofile, Gleichgewicht . . .	19
2.2	Vergleich der Ionisationsmodelle	24
2.3	Deposition der schnellen Ionen	29
2.4	Plasmaheizung	30
2.5	Verunreinigungen	34
2.6	Stromtrieb	35
2.7	Einfluss plasmaphysikalischer Effekte auf die Ergebnisse von TRANSP	46
2.8	Zusammenfassung	48
3	Alternative Modelle für Ionisation und Stromtrieb in NUBEAM	49
3.1	Implementierung von ADAS in NUBEAM	49
3.2	Depositionsprofile und Plasmaheizung	56
3.3	Stromtrieb	57
3.4	Zusammenfassung	58
4	Konsequenzen für aktuelle Transportuntersuchungen	61
4.1	Dimensionslose Plasmaparameter, β -Skalierung	63
4.2	Stromtrieb durch Neutralteilcheninjektion	68
4.3	Modulierte NBI Strahlprofile	74
4.4	ITER Beispielszenario	80
4.5	Zusammenfassung	86
A	Collisional Radiative Modelling	89
A.1	Population der angeregten Zustände	89
A.2	Janev et al., Suzuki et al.	90
A.3	ADAS	91
B	Direkter Vergleich der Ionisationsmodelle	95
C	Herleitung der Stromtriebmodelle	105
C.1	Strom durch schnelle Ionen	105
C.2	Ableitung des Algorithmus nach Kim et al.	107
C.3	Ableitung des TRANSP-Algorithmus	109

C.4	Der JBShLD Algorithmus aus TRANSP	113
D	NUBEAM standalone	117
E	Benchmark Plots für alle NBI Quellen	119
F	Simulationen	141
G	Literaturverzeichnis	149

1. Einführung und Motivation

In diesem ersten Kapitel wird eine Übersicht über die zum Verständnis der Arbeit notwendigen physikalischen Grundlagen gegeben und die Motivation dargelegt.

Zuerst werden die Vorteile der Kernfusion gegenüber anderen Energiequellen aufgezeigt und die grundlegenden nuklearen Reaktionen erläutert. Dann wird der Zustand des Plasmas erklärt, in dem sich die zu fusionierenden Teilchen aufgrund der notwendigen hohen Temperaturen immer befinden, und wie man das Plasma trotz dieser hohen Temperaturen sicher einschließen kann. Es werden damit verbundene Probleme aufgezeigt und es wird beschrieben, wie man diese gelöst hat.

Weiter geht es um Möglichkeiten, das Plasma auf die genannten notwendigen Temperaturen zu heizen. Eine dieser Möglichkeiten, die Neutralteilcheninjektion, mit deren Modellierung sich die vorliegende Arbeit beschäftigt, wird näher erläutert. Anschließend wird die dabei wichtige Physik der Ionisationsprozesse beschrieben.

Zum Schluss werden die beiden verwendeten Codes, FAFNER und TRANSP/NU-BEAM, vorgestellt und die Untersuchungen, die dieser Arbeit vorausgegangen sind, zusammengefasst.

1.1. Kernfusion

Die Kernfusion ist eine nahezu unerschöpfliche, umweltfreundliche Energiequelle, deren Erschließung das Potential hat, in Zukunft signifikant zur Stromerzeugung beizutragen.

Bei der Kernfusion werden leichte Atome zu schwereren verschmolzen. Einer der beiden Brennstoffe, das Wasserstoffisotop Deuterium, ist auf der Erde im Überfluss vorhanden: Deuterium kommt mit einem Anteil von ca. 0.015% im Wasserstoff vor, der im Wasser der Ozeane gebunden ist (HDO statt H_2O , entspricht $\sim 10^{13}$ t Deuterium). Der zweite Brennstoff, das Wasserstoffisotop Tritium, ist radioaktiv. Es hat eine Halbwertszeit von 12.3 Jahren und kommt daher praktisch nicht natürlich auf der Erde vor. Es kann aber aus Lithium erbrütet werden, das ebenfalls in großer Menge im Erdmantel vorhanden ist.

Bei der Verschmelzung von Deuterium und Tritium entsteht Helium und ein Neutron, das dem Plasma entweicht. In der Reaktorwand wird es eingefangen und abgebremst, wandelt dabei Lithium in Tritium und seine Energie in Wärme um. Mit dieser Wärme kann man bspw. Wasser verdampfen oder ein Kühlgas (z.B: Helium) erhitzen, um damit eine Turbine anzutreiben und so Strom zu erzeugen.

Die Verfügbarkeit von Lithium ist der limitierende Faktor dieser Energiequelle. Bei aktuellem Energieverbrauch der Menschheit würde das leicht und kostengünstig erschließbare Lithium für etwa 20.000 Jahre reichen.

Das in den Ozeanen vorhandene Deuterium hingegen ist leicht und kostengünstig „förderbar“. Die dazu nötige Technik ist bekannt und erprobt. Sie wird bspw. angewandt, um schweres Wasser für Kernspaltungsreaktoren herzustellen. Seine Reichweite beträgt unter Annahme eines Dampfkreislaufes mit derzeit in anderen Kraft-

werkstypen üblichen Wirkungsgraden und dem derzeitigen weltweiten Energiebedarf ca. 2 Milliarden Jahre [14].

Da es sich um einen nuklearen Prozess handelt, ist der Energiegehalt im Brennstoff vergleichsweise hoch. Um ein Kraftwerk mit einer elektrischen Leistung von $P_{el} = 1$ GW ein Jahr lang zu betreiben, benötigt man 2.7 Mio t Kohle, 1.1 Mio t Öl, 900 kg Uran oder 100 kg Deuterium und 150 kg Tritium.

Ein weiterer Vorteil des Brennstoffs ist seine Verteilung auf der Erde. Sowohl Wasser als auch Lithium sind überall und in allen Ländern der Erde vorhanden und einfach förderbar. Es besteht also nicht das Potential von Konflikten um Rohstoffe wie dies bei Öl, Gas und auch Uran der Fall ist.

Der Kernfusion zugute kommt auch ihre inhärente Sicherheit gegen Störfälle und der gegenüber der Kernspaltung nur schwach radioaktive Müll. Bei entsprechender Materialwahl ist die Radioaktivität der durch den permanenten Neutronenbeschuss aktivierten Bauteile des Reaktorgefäßes und -gebäudes bereits nach 100 Jahren soweit abgeklungen, dass sie anderweitig weiterverarbeitet werden können.

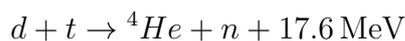
Dass ein Fusionkraftwerk nicht anfällig gegen Störfälle ist, liegt vor allem daran, dass keine Kettenreaktion stattfindet. Außerdem wird der Reaktorkern im Gegensatz zu Kernspaltungskraftwerken nicht für eine Laufzeit von 1 – 2 Jahren beladen, sondern es befindet sich stets nur Brennstoff für einige Sekunden im Reaktor, so dass dieser permanent nachgefüllt werden muss.

Ein Nachteil jedoch ist der Umgang mit dem radioaktiven Tritium. Dies wird allerdings dadurch relativiert, dass sich das Tritium nur im Reaktorkern selbst befindet. Es wird im Reaktor erzeugt und verbraucht - nicht in großen Mengen zwischengelagert. Eine Tritiumfreisetzung in großen Mengen ist daher auch bei einer totalen Zerstörung des Reaktors unwahrscheinlich.

1.1.1. Fusionsreaktionen

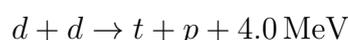
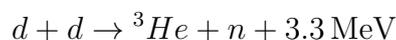
Die Kernfusion ist dem Prinzip nach das Gegenstück zur Kernspaltung: im Gegensatz zu dieser wird nicht ein schwerer Kern in zwei oder mehr leichtere Kerne gespalten, sondern zwei leichte Kerne werden zu einem schwereren verschmolzen. Wie bei der Kernspaltung wird dabei Energie frei (siehe Abb. 1.1a). Allerdings ist die Energie pro Nukleon bei der effektivsten Fusionsreaktion deutlich größer (~ 3.5 MeV) als bei Spaltreaktionen (~ 0.9 MeV).

Die Reaktion, die sich Fusionsphysiker in ersten Fusionskraftwerken zunutze machen wollen, ist die Verschmelzung eines Deuterium-Kerns (d) mit einem Tritium-Kern (t). Dabei entsteht ${}^4\text{He}$ und ein Neutron:



Die frei werdende Energie verteilt sich entsprechend des Masseverhältnisses auf den Helium-Kern (~ 3.5 MeV) und das Neutron (~ 14 MeV).

Eine alternative Möglichkeit ist die Verschmelzung zweier Deuterium-Atomkerne, wobei ${}^3\text{He}$ oder Tritium entsteht (mit etwa gleicher Wahrscheinlichkeit), das dann jeweils wieder mit einem weiteren Deuterium-Kern zu ${}^4\text{He}$ verschmilzt.



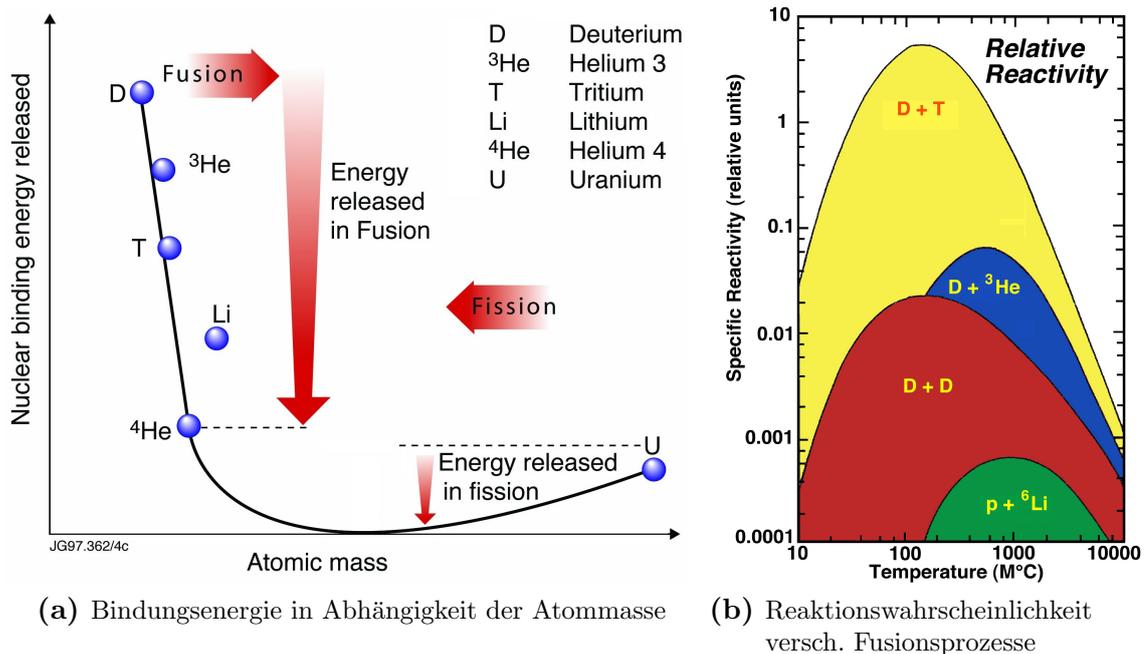


Abb. 1.1.: (a) Die Bindungsenergie nimmt mit steigender Atommasse bis zum Eisen hin zu, danach wieder ab. [FZ-Jülich] (b) Die Reaktionswahrscheinlichkeit der Fusion von Deuterium und Tritium ist am größten, die der Fusion von Deuterium und Helium-3 bzw. zweier Deuteronen zwei Größenordnungen kleiner. [ITER]

Diese Reaktionen finden in heutigen Versuchsanlagen hauptsächlich statt, haben aber eine geringere Wahrscheinlichkeit als die oben genannte $d - t$ -Reaktion (Abb. 1.1b). Will man sie sich in einem Fusionsreaktor zunutze machen, stellt dies daher höhere Anforderungen an das Plasma (höhere Dichte, Temperatur, Einschlusszeit).

1.1.2. Plasma

Damit überhaupt eine Fusionsreaktion stattfinden kann, müssen die zu fusionierenden Teilchen die abstoßende Coulomb-Kraft überwinden. Dafür müssen sie eine sehr hohe Energie bzw. Temperatur haben. Bei der Fusion von Deuterium und Tritium sind dies ca. 100...200 Mio K.

Erwärmt man ein Gas auf solch hohe Temperaturen, haben die einzelnen Bestandteile der Atome (Elektronen und Atomkerne) eine so hohe Energie, dass sie die atomare Bindungsenergie übersteigt und sich die Elektronen von den Atomrümpfen trennen - man erhält ein Plasma bestehend aus negativ geladenen Elektronen und positiv geladenen Ionen (Abb. 1.2). Im folgenden werden einige wichtige Eigenschaften von Plasmen erklärt.

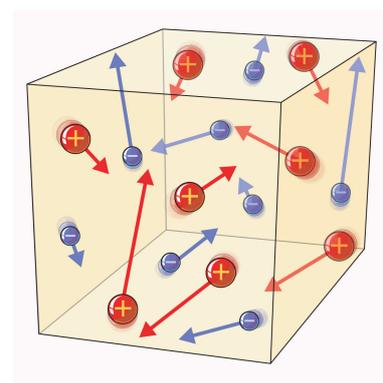


Abb. 1.2.: Ionen und Elektronen im Plasma [JET-EFDA]

Quasineutralität: Obwohl das Plasma aus elektrisch geladenen Teilchen besteht, wirkt es nach außen elektrisch neutral. Dies liegt daran, dass sich die Ladungen ge-

gegenseitig abschirmen: tritt irgendwo eine Ladungsfluktuation auf, bilden sich schnell sehr starke Kräfte aus, so dass andere Ladungen an diese Stelle gezogen werden. Dieses Verhalten beschreibt die *Debye-Theorie* [52, 61].

Gute elektrische Leitfähigkeit: Da das Plasma aus frei beweglichen elektrischen Ladungsträgern besteht, kann es Strom sehr gut leiten. Sein Widerstand ist proportional zu $T^{-3/2}$ und wird daher bei hohen, für Fusionsplasmen typischen Temperaturen (\sim Mio. Grad) sehr klein.

Beeinflussbarkeit durch elektromagnetische Felder: Aufgrund der starken Coulomb-Kräfte zeigen die Teilchen des Plasmas ein stark kollektives Verhalten. Durch Einstrahlung von elektromagnetischen Wellen kann man Schwingungen anregen. Auch lässt sich das Plasma, da es aus geladenen Teilchen besteht, gut durch magnetische Felder beeinflussen. Durch Anlegen eines äußeren Magnetfeldes kann man ein Plasma einschließen.

1.1.3. Magnetischer Einschluss

Damit man ein Plasma auf die zuvor beschriebenen hohen Temperatur erhitzen kann und vor allem, damit es diese Temperatur auch beibehält, muss es gut gegen seine Umgebung isoliert werden. Ein materielles Gefäß kommt hierfür nicht in Frage, da es über kurz oder lang zerstört würde und eine stetige Quelle von Verunreinigungen im Plasma wäre.

Wie zuvor beschrieben, kann man ein Plasma aber durch Magnetfelder einschließen. Der Grund hierfür ist die Lorentz-Kraft:

$$\vec{F}_{\text{Lorentz}} = q \vec{v} \times \vec{B}$$

Sie besagt, dass geladene Teilchen (Ladung q) eine Kraft senkrecht zum Magnetfeld \vec{B} und zu ihrer Bewegungsrichtung \vec{v} erfahren.

Ohne Magnetfeld bewegen sich die Teilchen eines Plasmas ungeordnet und regellos in alle Richtungen. Doch schon das Anlegen eines homogenen Magnetfeldes (z.B. innerhalb einer langen, zylinderförmigen Spule) hat zur Folge, dass sich die Teilchen auf Spiralbahnen entlang der Magnetfeldlinien bewegen (Abb. 1.3).

Man kann dann die Geschwindigkeit des Teilchens in zwei Geschwindigkeitsanteile parallel \vec{v}_{\parallel} und senkrecht \vec{v}_{\perp} zum Magnetfeld aufteilen ($\vec{v} = \vec{v}_{\parallel} + \vec{v}_{\perp}$). Das Verhältnis dieser beiden Anteile ist allerdings ebenso regellos wie die Bewegungsrichtung des Gyrationenzentrums (parallel oder antiparallel zum Magnetfeld).

Der Gyrationradius r_{gyro} , d.h. der Radius der Kreisbewegung um die Feldlinie, ergibt sich aus dem Gleichsetzen der Lorentz- und der Zentrifugalkraft zu:

$$r_{\text{gyro}} = \frac{mv_{\perp}}{qB}$$

1.1.4. Toroidale Einschlusskonzepte

Biegt man die zuvor bedachte zylinderförmige Spule zu einem Torus zusammen, erreicht man ein Schließen der Feldlinien und kann so Teilchenverluste an deren Enden verhindern.

Für einen stabilen Betrieb ist dies jedoch noch nicht ausreichend. Aufgrund der Krümmung des Torus fällt das Magnetfeld nach außen hin ab. Die Feldstärkeänderung

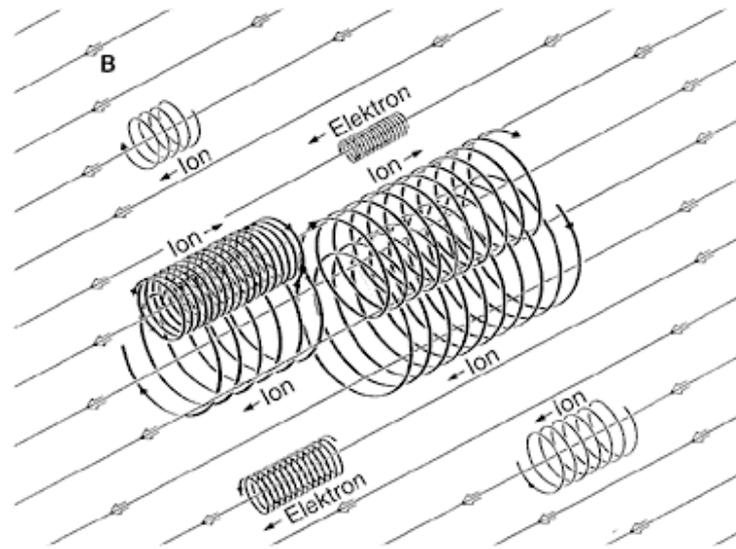
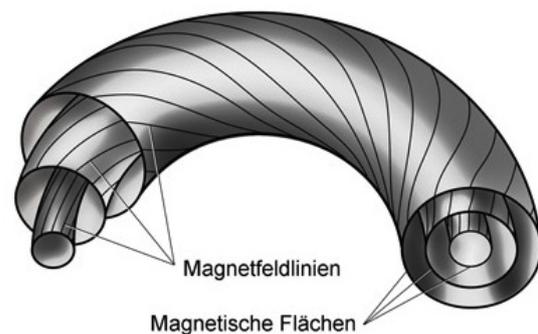


Abb. 1.3.: Prinzip des magnetischen Einschlusses. Ohne Magnetfeld bewegen sich die geladenen Teilchen des Plasmas ungeordnet und regellos in alle Richtungen. Im Magnetfeld bewegen sie sich aufgrund der Lorentzkraft auf Spiralbahnen entlang der Feldlinien.

verursacht eine Drift¹ der Teilchen nach oben oder unten (entsprechend ihrer Ladung). Diese Ladungstrennung erzeugt ein elektrisches Feld und dieses zusammen mit dem Magnetfeld eine Drift des gesamten Plasmas nach außen.

Die Lösung dieses Problems ist das Verdrillen der Feldlinien: die Teilchen spüren zwar weiterhin eine Drift, da sie sich aber während eines kompletten Umlaufs sowohl in der oberen Hälfte wie auch in der unteren Hälfte des Torus aufhalten, ist die Drift einmal zum Zentrum hingerrichtet, einmal von Zentrum weggerichtet. Im Mittel heben sich die Driften also auf, und es kommt nicht zur Ausbildung eines elektrischen Feldes und der daraus resultierenden Drift nach außen.

Die umlaufenden Magnetfeldlinien spannen sog. magnetische Flächen oder Flussflächen auf. Die schraubenförmig um den Torus laufenden Teilchen behalten (solange sie nicht mit anderen Teilchen stoßen) während des Umlaufs ihre magnetische Fläche bei². Wichtige Parameter des Plasmas, wie z.B. der Druck oder der magnetische Fluss, sind auf ihnen konstant.



Toroidale Einschlusskonzepte haben sich in der Fusionsforschung durchgesetzt. Die beiden erfolgreichsten Vertreter sind der Tokamak und der Stellarator. Beim Stellarator erreicht man die Verdrillung der Magnetfeldlinien durch eine geschickt gewählte, aber komplizierte Spulenanordnung, beim Tokamak durch einen Strom im Plasma.

¹ Die Driftkinetik [18, 8, 52, 61] beschreibt die Bewegung des Gyrationenzentrums eines Teilchens im Plasma.

² Genau genommen laufen die Teilchen aufgrund der oben beschriebenen Drift nicht exakt auf der Flussfläche sondern leicht verschoben dazu. Eine Ausnahme bilden die sog. Bananenbahnen (siehe Abschnitt 1.1.6). Hier können die Abweichungen von der Flussfläche deutlich größer sein.

1.1.5. Tokamak

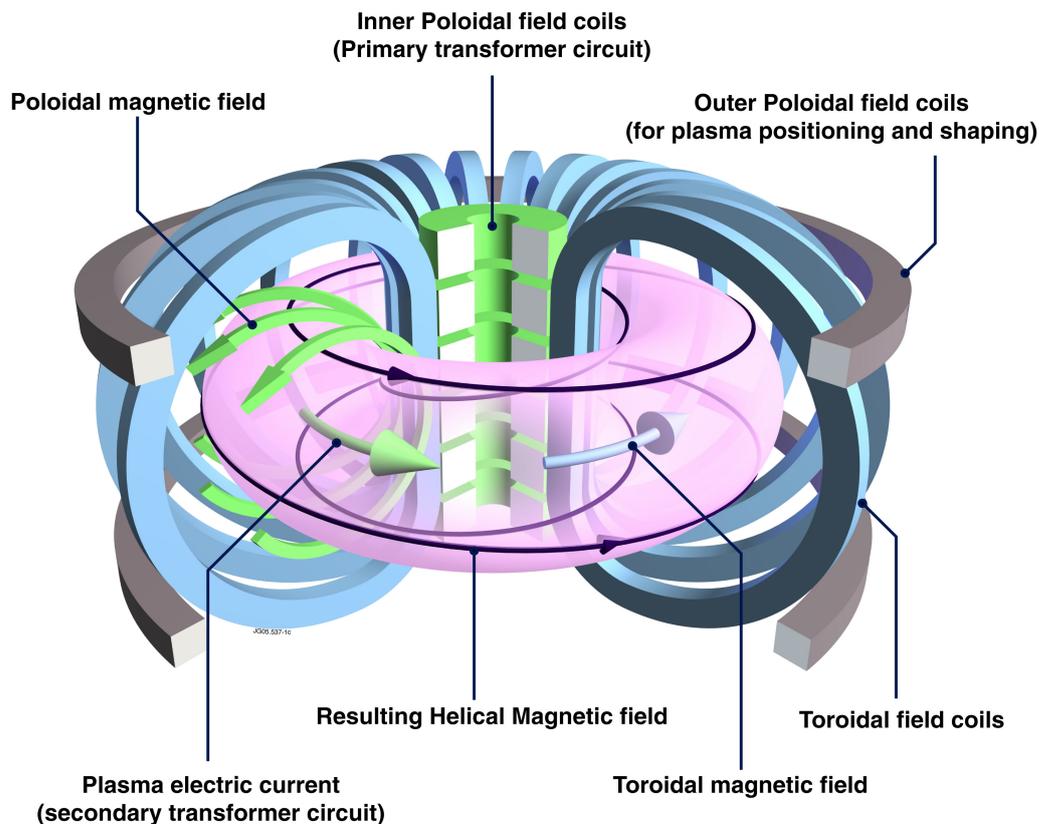


Abb. 1.4.: Schematische Darstellung der Spulen und des Magnetfeldes eines Tokamaks. Die Toroidalfeldspulen geben die grundlegende Gestalt des Plasmas vor. Die inneren Poloidalfeldspulen induzieren einen Strom im Plasma, der ein Poloidalfeld zur Folge hat, das dem Toroidalfeld überlagert ist und eine Verscherung der Magnetfeldlinien bewirkt. Die äußeren Poloidalfeldspulen dienen der Positionierung des Plasmas und der Feinabstimmung der Form des Plasmaquerschnitts. [JET-EFDA]

Der Tokamak hat die Form eines in seinem Querschnitt deformierten Donuts (Abb. 1.4). Die wichtigsten Bestandteile sind die Toroidalfeldspulen, die äußeren Poloidalfeldspulen und die Transformatorspulen (innere Poloidalfeldspulen). Die Toroidalfeldspulen geben die grundlegende Gestalt des Plasmas vor (ein Torus mit kreisförmigem Querschnitt). Sie erzeugen typischerweise ein Magnetfeld von einigen Tesla. Die äußeren Poloidalfeldspulen dienen der Positionierung und der Feinabstimmung der Gestalt, d.h. des Querschnitts, des Plasmas. Ihr Magnetfeld ist viel schwächer als das der Toroidalfeldspulen.

Die Transformatorspulen in der Mitte des Torus sind notwendig, um im Plasma einen Strom zu induzieren. Wie der Name bereits nahelegt, ist das Prinzip hierbei das eines Transformators, wobei das Plasma die Sekundärwindung darstellt. Dieser Strom dient der Erzeugung eines poloidalen Magnetfeldes, das das durch die Spulen erzeugte Toroidalfeld überlagert. Dadurch entsteht die für die Stabilität des Plasmas notwendige Verdrillung der Magnetfeldlinien.

1.1.6. Bananenbahnen, Neoklassischer Transport

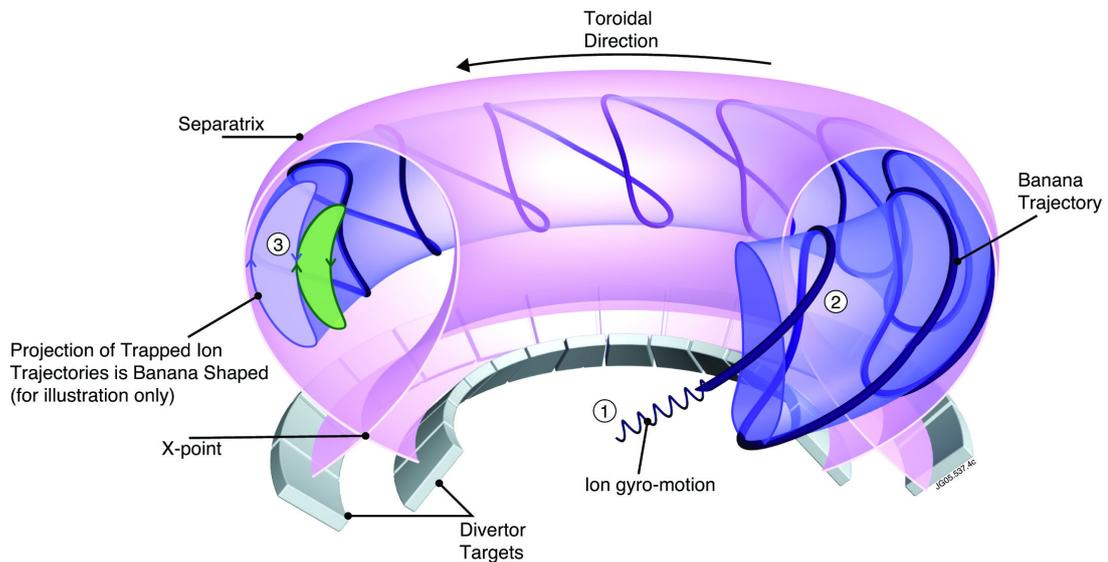


Abb. 1.5.: Bananenbahnen im Plasma. Ist der Geschwindigkeitsanteil eines Teilchens senkrecht zum Magnetfeld im Vergleich zum Anteil parallel zum Magnetfeld hinreichend groß, wird es auf einer Bananenbahn eingefangen. [JET-EFDA]

Aufgrund des inhomogenen Magnetfelds im Tokamak (innen liegen die Spulen dichter beieinander als außen, somit ist das Magnetfeld stärker) treten neue Transporteffekte auf, die man unter dem Begriff *Neoklassischer Transport* zusammenfasst [18, 61, 52, 14]. Für die weiteren Betrachtungen wichtig sind die sog. Bananenbahnen, deren Phänomenologie im Folgenden kurz dargelegt werden soll.

Das Magnetfeld fällt im Tokamak nach außen hin wie $1/R$ ab, es ist also entlang der Magnetfeldlinien nicht konstant. Aufgrund der adiabatischen Invarianz des magnetischen Moments μ , können Teilchen in Gebieten hoher Magnetfelder reflektiert werden.

$$\mu = \frac{W_{\perp}}{2B}$$

Läuft ein Teilchen von außen nach innen, also in ein Gebiet höherer Magnetfeldstärke, wird es reflektiert, falls die Spiegelbedingung erfüllt ist:

$$\frac{v_{\parallel}^2(R_0 + r)}{v_{\perp}^2(R_0 + r)} < \frac{B_{max}}{B_{min}} - 1$$

Aufgrund der Überlagerung von Krümmungs- und ∇B -Drift³ ergibt sich als Teilchenbahn der gefangenen Teilchen eine sog. Bananenbahn (Abb. 1.5).

³ Die Inhomogenität des Magnetfelds im Tokamak hat zwei Driften [18, 8, 52, 61] zur Folge, die Krümmungsdrift

$$\vec{v}_D = -\frac{m v_{\parallel}^2}{q B^3} \nabla B \times \vec{B}$$

Vorkommende Größen:

R_0	großer Plasmaradius
r	kleiner Radius der betrachteten Flussfläche
B	Magnetfeld
B_{max}	Magnetfeldmaximum auf der betrachteten Flussfläche
B_{min}	Magnetfeldminimum auf der betrachteten Flussfläche
v_{\parallel}	Geschwindigkeitsanteil parallel zum Magnetfeld
v_{\perp}	Geschwindigkeitsanteil senkrecht zum Magnetfeld
W_{\perp}	kinetische Energie der Bewegung senkrecht zum Magnetfeld

1.1.7. Plasmaheizung

In einem Fusionsreaktor beabsichtigt man, die Temperatur des Plasmas mit Hilfe der bei der Fusion entstehenden schnellen α -Teilchen ($E \sim 3.5 \text{ MeV}$) aufrecht zu erhalten. Die ^4He -Ionen werden vom Magnetfeld im Innern des Reaktors eingefangen und können durch Stöße mit den anderen Ionen und Elektronen im Plasma ihre Energie an diese abgeben.

Während der Startphase und in derzeitigen Experimenten benötigt man aber externe Heizmethoden. Diese können bis zu einem gewissen Grad induktiv oder darüber hinaus durch Wellenheizung oder den Einschuss von Neutralteilchen realisiert werden (skizziert in Abb. 1.6).

Die induktive Heizung erfolgt nach dem bereits genannten Prinzip eines Transformators, wobei das Plasma selbst die Sekundärwicklung ist. Das Plasma ist gut leitfähig und hat einen spezifischen Widerstand η gegeben durch [52]

$$\eta \equiv \frac{\sqrt{m_e} Z e^2 \ln \Lambda_e}{\sqrt{3} 12\pi \varepsilon_0^2 (k_B T)^{3/2}} \simeq \frac{1500 \dots 2000}{(T/\text{eV})^{3/2}} \Omega\text{m}$$

$\ln \Lambda_e$ ist der Coulomb-Logarithmus der Elektronen:

$$\ln \Lambda_e \equiv \ln \left(12\pi \sqrt{\frac{(\varepsilon_0 k_B T_e)^3}{n_e e^4 (Z e)^2}} \right) \simeq 15 \dots 20$$

Für ein typisches Fusionsplasma ergeben sich die angegebenen Werte (sie gelten nicht für ein Plasma in der Startphase, d.h. bei signifikant niedrigerer Dichte und Temperatur).

Für niedrige Temperaturen ist der Widerstand noch recht hoch ($R \simeq 5 \text{ k}\Omega$ für $T_e = 1 \text{ eV}$)⁴ und die Ohm'sche Heizung sehr effizient. Mit steigender Temperatur nimmt der Widerstand und somit die Effizienz aber stark ab ($R \simeq 0.1 \Omega$ für $T_e = 1 \text{ keV}$). Die

und die ∇B -Drift

$$\vec{v}_D = -\frac{m v_{\perp}^2}{2q B^3} \nabla B \times \vec{B}$$

⁴ Der Widerstand R berechnet sich wie folgt aus dem spezifischen Widerstand η :

$$R = \eta \frac{l}{A}$$

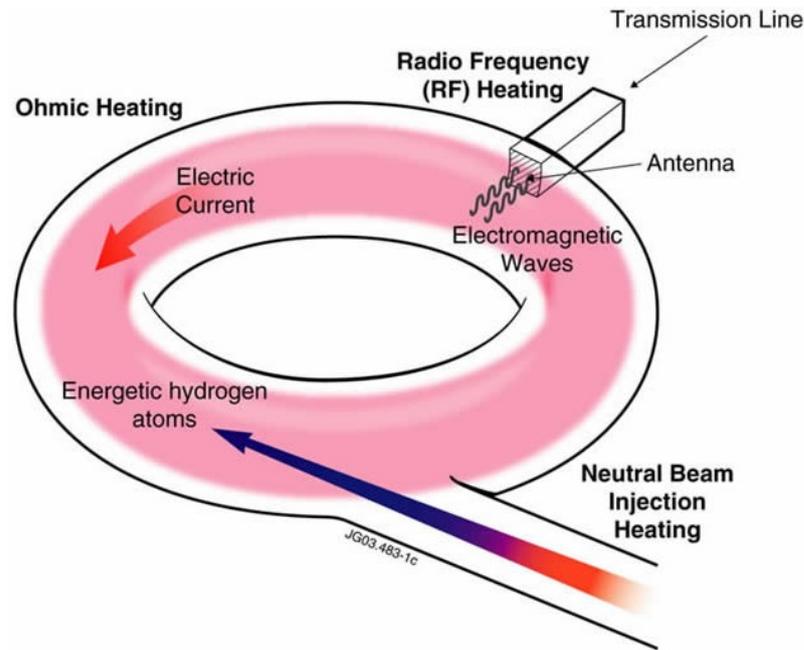


Abb. 1.6.: Schema verschiedener Verfahren zur Plasmaheizung. Im Falle der Neutralteilcheninjektion ist der Einschuss gegen den Plasmastrahl gezeigt (*counter-injection*), typischer und an ASDEX Upgrade ausschließlich möglich ist der Einschuss in Richtung des Plasmastrahls (*co-injection*). [JET-EFDA]

maximal erreichbare Temperatur durch Ohm'sche Heizung ist $T \simeq 3 \text{ keV}$. Man muss daher auf andere Heizmethoden zurückgreifen, um das Plasma weiter aufzuheizen. Eine solche Möglichkeit bietet die Wellenheizung, die auf dem Prinzip der resonanten Einstrahlung elektromagnetischer Wellen beruht. Die in das Plasma eingestrahlten Wellen müssen dabei eine Frequenz haben, die einer Harmonischen der Resonanzfrequenz der Elektronen f_e oder der der Ionen f_i nahe ist - je nachdem, welcher Teilchenart man Energie zuführen möchte.

$$f_\alpha = \frac{\omega_{p,\alpha}}{2\pi} = \frac{q_\alpha B}{2\pi m_\alpha}$$

Entsprechend spricht man von Elektronen-Zyklotron-Resonanzheizung (ECRH)

$$f_e \simeq 100 \dots 200 \text{ GHz}$$

oder Ionen-Zyklotron-Resonanzheizung (ICRH)

$$f_i \simeq 30 \dots 100 \text{ MHz.}$$

Beispiele für ASDEX Upgrade mit

$$l = 2\pi R_{maj} = 2\pi \cdot 1.65 \text{ m} \approx 20.4 \text{ m}$$

$$A = \pi \kappa R_{min}^2 = \pi^2 \cdot 1.6 \cdot (0.5 \text{ m})^2 \approx 1.25 \text{ m}^2$$

R_{maj} und R_{min} sind der große und kleine Plasmaradius. κ ist die Elongation.

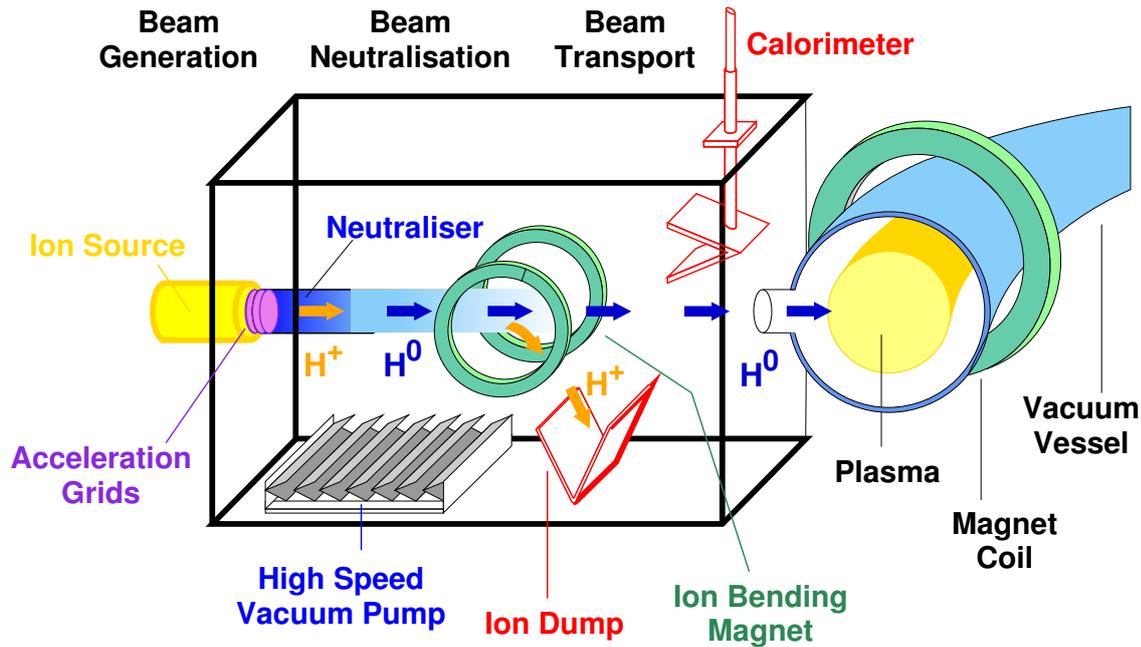


Abb. 1.7.: Schematischer Aufbau der NBI Heizung. In einer Quelle werden Ionen erzeugt, die über ein Gitter auf hohe Energien beschleunigt werden. Der schnelle Ionenstrahl wird anschließend neutralisiert, die verbleibenden Ionen in den Ionensumpf abgelenkt und der so erzeugte Strahl schneller Neutralteilchen in das Plasma eingekoppelt.

1.2. Neutralteilcheninjektion

Eine weitere Methode der externen Heizung ist die Einstrahlung hochenergetischer Neutralteilchen in das Plasma (*Neutral Beam Injection*, NBI [51, 29]). Mit diesem Verfahren und seiner Modellierung beschäftigt sich die vorliegende Arbeit.

Die eingestrahelten Teilchen müssen elektrisch neutral sein, da geladene Teilchen vom Magnetfeld im Innern des Fusionsreaktors abgelenkt und reflektiert werden, also nicht in das Plasma eindringen können.

1.2.1. Aufbau

Eine Neutralteilchenquelle besteht im wesentlichen aus vier Teilen (Abb. 1.7).

In der ersten Stufe werden Ionen erzeugt, meist Deuterium, seltener Helium, Wasserstoff oder Tritium. In heutigen Experimenten sind dies meist positive Ionen, in zukünftigen und den derzeit größten Experimenten negative.

Positive Ionen sind leichter zu erzeugen. Man muss aber darauf achten, die Erzeugung von molekularen Ionen (H_2^+ und H_3^+ bzw. D_2^+ und D_3^+) soweit wie möglich zu vermeiden. Diese haben gegenüber den atomaren Ionen eine doppelte bzw. dreifache Masse, werden aber bei gleicher Ladung und gleicher Spannung auf dieselbe Energie beschleunigt. Die Energie teilt sich dann auf die zwei bzw. drei Kerne der Moleküle auf und man erhält im Endeffekt Atome mit halber oder drittel Energie. Die niederenergetischen Atome können weniger tief in das Plasma eindringen und heizen dadurch überwiegend den Plasmarand auf.

Positive Ionen haben den Nachteil, dass sie schwerer zu neutralisieren sind als negative. Die Neutralisierungseffizienz nimmt oberhalb von 100 keV mit steigender Energie stark ab, wohingegen sie bei negativen Ionen mit steigender Energie relativ konstant bleibt. Das zusätzliche Elektron der negativen Ionen ist nur schwach gebunden und lässt sich auch bei hohen Strahlenergien leicht wieder entfernen. Für große Experimente benötigt man aber höhere Strahlenergien (350 keV bei JT-60U, 1 MeV bei ITER), damit die Atome auch bis ins Plasmazentrum vordringen können, bevor sie ionisiert werden. Das größte Problem dabei ist die Herstellung der negativen Ionen mit ausreichend hohen Teilchenflüssen. Daher unterliegt dieser Bereich der Fusionsforschung aktuell starker Anstrengung [40].

In der zweiten Stufe werden die Ionen durch eine Oberfläche mit vielen Löchern, an der eine hohe Spannung anliegt, auf hohe Energien beschleunigt. Am Ende des Gitters tritt ein stark gerichteter, nahezu monoenergetischer Strahl von schnellen Ionen aus.

Diese hochenergetischen Ionen passieren dann die dritte Stufe, den Neutralisator. Dies ist in der Regel eine lange Röhre, gefüllt mit einem Gas, meist der gleichen Spezies wie die Ionen, bei sorgfältig gewählter Dichte. Im Falle der positiven Ionen kann es zu einer Ladungsaustauschwechselwirkung mit den Neutralen des Gases kommen, wobei ein Elektron von den Atomen auf das Ion übergeht und dieses neutralisiert. Im Falle der negativen Ionen können diese inelastische Stöße mit den Gasatomen vollziehen, bei denen das Elektron „abgestreift“ wird.

In der vierten Stufe, dem magnetischen Ablensystem, werden die verbleibenden, nicht neutralisierten Ionen aus dem Strahl abgelenkt, in den sog. Ionensumpf geleitet und somit entfernt. Die verbleibenden Neutralteilchen werden dann in das Plasma eingekoppelt.

1.2.2. Einstrahlung, Stromtrieb, Verluste

Am einfachsten ist es, den Neutralteilchenstrahl senkrecht ins Plasma einzuschießen. Der Weg durch das Plasma ist kurz und man benötigt weniger hochenergetische Strahlen als bei tangentialem Einschuss, um tief in das Plasma einzudringen. Die schnellen Ionen haben so jedoch eine hohe Senkrechtenergie, was zur Folge hat, dass viele von ihnen in Bananenbahnen gefangen werden.

Möchte man im Plasma einen Strom treiben⁵ ist es wichtig, dass die schnellen Ionen vor allem Impuls parallel zum Magnetfeld tragen und nicht in Bananenbahnen gefangen werden. Daher muss man die Neutralteilchen hier möglichst tangential einschießen. Die für den Stromtrieb optimierten Beam Lines haben deshalb einen sehr großen horizontalen Einstrahlwinkel. Der Nachteil dabei ist, dass man größere Ports im Vakuumgefäß und mehr Platz zwischen den Toroidalfeldspulen benötigt. Außerdem braucht man schnellere Strahlen um tief in das Plasma einzudringen.

Durchqueren die Strahlteilchen das Plasma, ohne ionisiert zu werden, treffen sie auf die gegenüberliegende Reaktorwand und können dort Schäden verursachen. Das

⁵ Wie zuvor bereits beschrieben, ist für einen stabilen Betrieb eines Tokamaks das Vorhandensein eines Stromes im Plasma notwendig. Will man diesen induktiv treiben, ist die Entladungsdauer aber beschränkt, da der Strom im Transformator nur über einen endlichen Bereich variiert werden kann. Ein kontinuierlicher Kraftwerksbetrieb wäre nicht möglich. Eine Möglichkeit des nicht-induktiven Stromtriebs, die es erlaubt, diese Einschränkung zu umgehen, ist die Neutralteilcheninjektion.

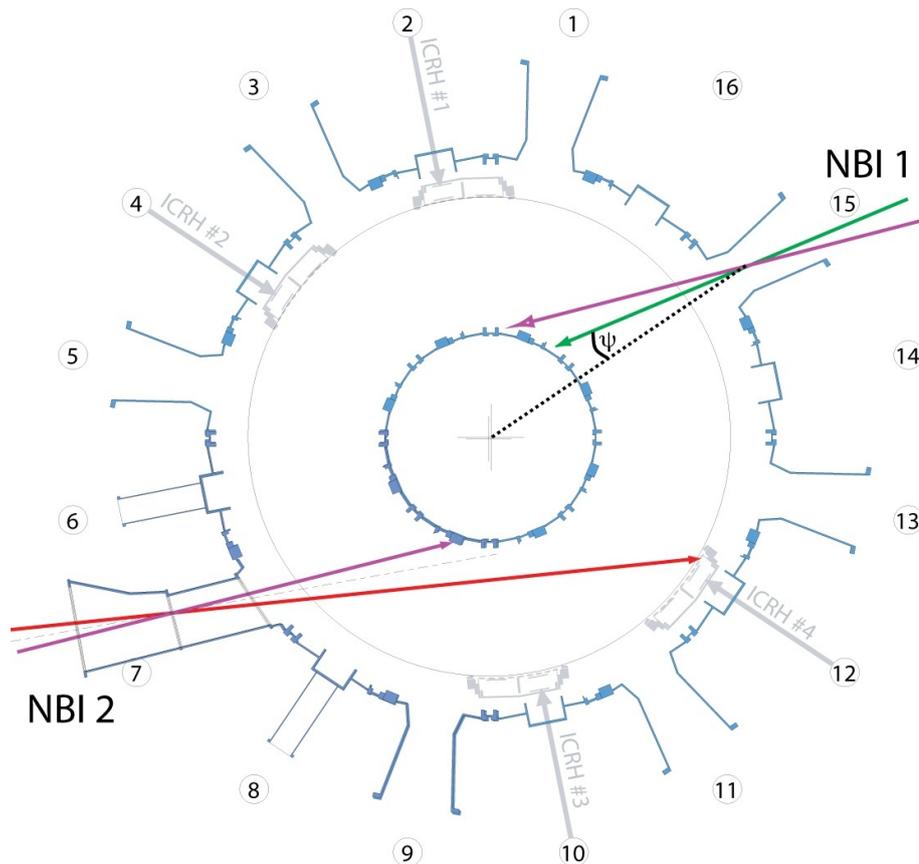


Abb. 1.8.: NBI Heizung bei ASDEX Upgrade (Ansicht von oben)

Verhältnis der auf die Reaktorwand treffenden Leistung und der insgesamt eingestrahelten Leistung nennt man Shinethrough. Um Schäden zu vermeiden und für eine möglichst hohe Effizienz der Neutralteilchenheizung muss der Shinethrough möglichst gering gehalten werden.

Es kann auch passieren, dass die Neutralteilchen am Plasmarand ionisiert werden und bei entsprechendem Verhältnis von Parallel- zu Senkrechtgeschwindigkeit auf einer Bananenbahn gefangen werden, die zum Teil außerhalb des Plasmas verläuft. Das Teilchen kann dann ebenfalls mit der Reaktorwand kollidieren und somit verloren gehen. In den entsprechenden Rechnungen und Simulationen werden diese Verluste von der eingestrahelten Energie abgezogen, um die auf das Plasma übertragene Nettoenergie zu erhalten.

1.2.3. NBI an ASDEX Upgrade

ASDEX Upgrade hat zwei NBI Injektoren mit je vier Beam Lines. Der erste Injektor arbeitet für Deuteriumstrahlen bei einer Energie von 60 keV, der zweite bei 93 keV. Jeder der acht Beam Lines erreicht eine Ausgangsleistung von bis zu 2.5 MW.

In Abb. 1.8 ist die Einstrahlrichtung der Beam Lines skizziert: zwei haben bzgl. der Horizontalen eine eher radiale (senkrechte) Einschussrichtung (grün), vier eine tangentialere (magenta) und zwei sind für Stromtrieb optimiert (noch tangentialer, rot). Die horizontalen Einstrahlwinkel⁶ ψ sind in Tab. 1.1 aufgeführt.

⁶beschreibt die Winkelabweichung zu senkrechtem Einschuss

	Injektor	Quelle	Richtung	ψ
Q1	1	1	radial	10.9°
Q2		2	eher tangential	19.1°
Q3		3	eher tangential	19.1°
Q4		4	radial	10.9°
Q5	2	1	eher radial	14.8°
Q6		2	tangential	23.0°
Q7		3	tangential	23.0°
Q8		4	eher radial	14.8°

Tab. 1.1.: Beam Lines an ASDEX Upgrade

1.3. Ionisationsquerschnitte

Die Ionisation der schnellen Neutralteilchen und die damit verbundene Abschwächung des Strahls wird für ein reines Wasserstoff- oder Deuteriumplasma (d.h. $Z_{\text{eff}} = 1$) durch die folgende Gleichung beschrieben:

$$\frac{dn_{\text{Beam}}}{dx} = -n_{\text{Beam}}(x) n(x) \sigma(x) \quad (1.1)$$

Die Lösung dieser Gleichung liefert die Verteilung der Entstehungsrate hochenergetischer (schneller) Ionen.

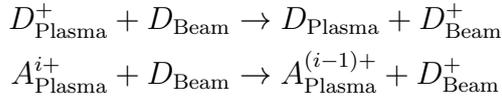
Eine alternative Beschreibung des Abbremsprozesses ist durch die Intensität I des Neutralteilchenstrahls entlang des Weges der Teilchen im Plasma gegeben:

$$I(l) = I_0 \exp \left\{ - \int_0^l \sigma(x) n(x) dx \right\} \quad (1.2)$$

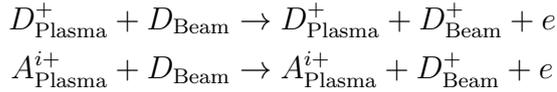
Vorkommende Größen:

n_{Beam}	Teilchendichte im Strahl
n	Teilchendichte im Plasma
σ	Ionisationswirkungsquerschnitt
x	Weglänge entlang der Einstrahlrichtung
I_0	Strahlintensität vor dem Eintritt in das Plasma
Z_{eff}	über alle Plasmaspezies i gemittelte Kernladungszahl
	$Z_{\text{eff}} = \sum_i n_i Z_i^2 / n_e$
n_e	Elektronendichte
n_i	Ionendichte der Spezies i
Z_i	Kernladungszahl der Spezies i

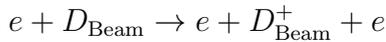
Der Ionisationswirkungsquerschnitt σ enthält dabei Anteile durch Ladungsaustausch (*charge exchange* σ_{cx}) der Plasmaionen D_{Plasma}^+ (Deuterium) bzw. A_{Plasma}^{i+} (Verunreinigungen) mit den Strahlpartikeln D_{Beam}



Stoßionisation durch Ionen (*ion impact ionisation* σ_{ii})



und Stoßionisation durch Elektronen (*electron impact ionisation* σ_{ei})



Die Plasmaionen können dabei Wasserstoff H^+ , Deuterium D^+ , Tritium T^+ , die „Fusionsasche“ Helium He^{2+} oder auch Verunreinigungen wie z.B. Kohlenstoff C^{6+} oder Sauerstoff O^{8+} sein. Die Strahlpartikel D_{Beam} sind in der hier betrachteten Arbeit ausschließlich Deuterium, können aber in der Praxis auch Wasserstoff, Tritium oder Helium sein.

Die Ionisationswirkungsquerschnitte sind vor allem von der Relativgeschwindigkeit zwischen den wechselwirkenden Teilchen abhängig. D.h. für Ionenstoßionisation und Ladungsaustausch insbesondere von der Strahlenergie und (aber weit weniger) von der Temperatur der Ionen im Plasma. Da die Elektronen im Plasma viel leichter als die Ionen sind, ist ihre Geschwindigkeit bei gleicher Temperatur viel größer. Für die Elektronenstoßionisation ist daher vor allem die Elektronentemperatur entscheidend.

Für niedrige Strahlenergie ($\lesssim 30 \text{ keV/amu}$) und nicht zu hohe Plasmadichte ($\sim 10^{19} \text{ m}^{-3}$) genügt es, die Wirkungsquerschnitte als Funktion von E_{Beam} , T_i und T_e zu betrachten. Für höhere Strahlenergien und/oder Plasmadichten ergibt sich aber auch eine Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte von der Dichte, die auf Mehrschrittionisation zurückzuführen ist. D.h. die schnellen Neutralteilchen werden erst durch Stöße angeregt, bevor sie ionisiert werden. Für kleine Dichte oder langsame Neutralteilchen ist dieser Effekt vernachlässigbar, da die Lebensdauer der angeregten Zustände kürzer ist als die mittlere Zeit zwischen zwei Stößen.

Die Ionisation durch Ladungsaustausch ist bis $\sim 50 \text{ keV/amu}$ Strahlenergie der dominante Prozess, darüber die Ionenstoßionisation (Abb. 1.9). Die Elektronenstoßionisation ist für fusionsrelevante Strahlenergien etwa eine Größenordnung kleiner als die anderen beiden Prozesse, weswegen ihr Einfluß deutlich geringer ist. Sie dominiert jedoch bei Relativenergien unterhalb $\sim 5 \text{ keV/amu}$.

Ein weiterer Punkt, der in Abb. 1.9 sichtbar wird, ist der Umstand, dass der Ionisationswirkungsquerschnitt mit steigender Energie abnimmt. Schnellere Teilchen können also tiefer in das Plasma eindringen als langsamere. Dies ist einer der Gründe, warum man bei ITER (kleiner Radius $a \sim 2 \text{ m}$) höherenergetischere Teilchenstrahlen benötigt als bspw. bei ASDEX Upgrade ($a \sim 0.5 \text{ m}$).

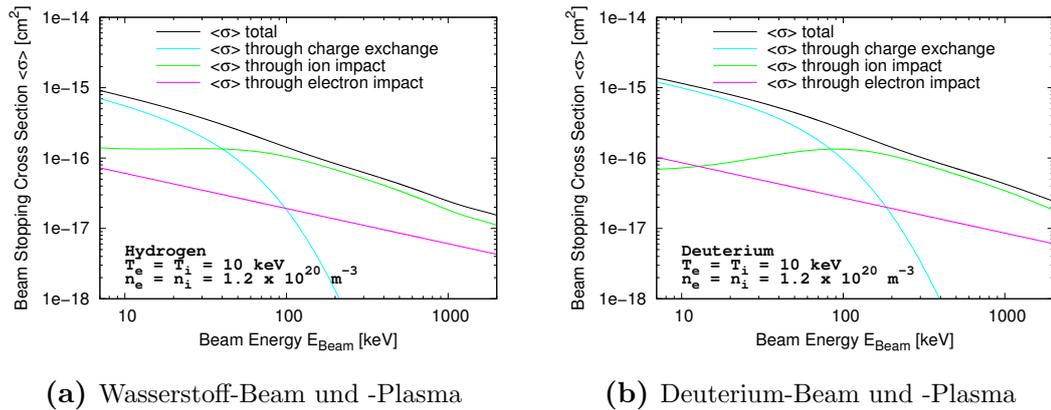


Abb. 1.9.: Anteile der einzelnen Ionisationsprozesse am Beam Stopping Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit der Strahlenergie

1.4. FAFNER und TRANSP/NUBEAM

FAFNER [32] ist ein Monte Carlo Code zur Simulation von Neutralteilcheninjektion, entwickelt am IPP - ursprünglich für Stellaratoren, später angepasst an Tokamaks. NUBEAM [41, 16] ist das Tokamak Monte Carlo Modul für schnelle Ionen der National Transport Code Collaboration (NTCC) Bibliothek, hauptsächlich entwickelt am PPPL. NUBEAM ist in den Transport-Code TRANSP eingebettet, kann aber auch standalone benutzt werden. FAFNER erlaubt nur die Berechnung von zeitlich konstanten Bedingungen, NUBEAM hingegen unterstützt auch zeitabhängige Rechnungen.

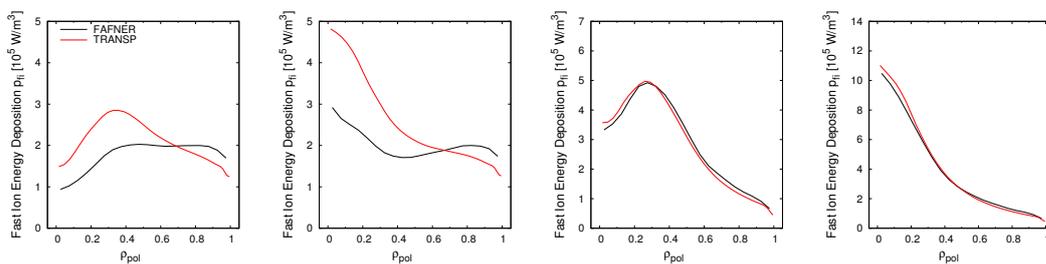
Beide Pakete berechnen die Deposition und Abbremsung der schnellen Ionen, die Elektronen- und Ionenheizung, den getriebenen Strom, den Shinethrough und andere Größen für mehrere Beam Lines. Dabei berücksichtigen sie u.a. die Strahlgeometrie und -zusammensetzung nach Isotopen und Energieanteilen, Wechselwirkung zwischen Ionen und Neutralteilchen, das Ausbilden eines Halos („Nebel“ von thermischen Atomen, die durch Ladungsaustausch neutralisiert wurden, um den Strahl herum), das Vorhandensein von Neutralgas außerhalb des Plasmas sowie toroidale Variationen der Magnetfeldstärke (*Ripple*). NUBEAM unterstützt überdies Effekte durch anomale Diffusion der schnellen Ionen, Instabilitäten (z.B. Fischgräteninstabilität und Sägezahnoszillationen), *Finite Larmor Radius* (FLR) Effekte und die toroidale Rotation des Plasmas.

In beiden Paketen kommen Monte Carlo Methoden zum Einsatz. Die Verteilungsfunktion der schnellen Ionen während des Abbremsvorganges wird dabei als ein diskreter Satz von Modellionen betrachtet, die nach Wahrscheinlichkeiten, die durch die zugrunde liegenden Physik und die Strahlgeometrie bestimmt werden, durch Zufallsprozesse ausgewählt werden. Ein Vorteil dieses Verfahrens besteht in der relativ einfachen Darstellbarkeit sich kontinuierlich ändernder komplexer Physik. Ein Nachteil in der nötigen Rechenzeit zur Reduzierung der statistischen Varianz: im Allgemeinen müssen N^2 Modellionen verfolgt werden, um die Varianz um einen Faktor N zu verringern. Dies macht es unmöglich, das gesamte thermische Plasma durch derartige Methoden zu modellieren. Man beschränkt sich daher auf die schnellen Ionen.

1.5. Motivation

Der Vergleich der Berechnungen von FAFNER und TRANSP (durchgeführt von Sebastian Schwarzhuber [50]) für ein Plasma mit hinreichend hoher Dichte ($\#17847$, $n_0 \simeq 1.2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$) zeigt bereits in den Depositionsprofilen der schnellen Ionen (Ort der Ionisation) erhebliche Unterschiede (Abb. 1.10a und 1.10b). Dies deutet auf einen Unterschied zwischen beiden Codes schon in den Beam Stopping Algorithmen oder davor.

Für ein Plasma mit niedrigerer Dichte ($\#17870$, $n_0 \simeq 0.8 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$) sind die Unterschiede in den Depositionsprofilen der schnellen Ionen deutlich geringer (Abb. 1.10c und 1.10d). Der Effekt scheint also dichteabhängig zu sein.



(a) #17847 Quelle 1 (b) #17847 Quelle 3 (c) #17870 Quelle 1 (d) #17870 Quelle 3

Abb. 1.10.: Deposition der schnellen Ionen, Schüsse #17847 und #17870

1.5.1. Shinethrough

Um ein Maß für den Effekt der unterschiedlichen Ionisationsquerschnitte zu bekommen, wurde der Shinethrough s für ein fiktives Plasma mit konstanter Temperatur und konstanter Dichte berechnet [54] ($n_e = n_i = 5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $T_e = T_i = 2.0 \text{ keV}$, $Z_{\text{eff}} = 1.0$). Es wurde ein Beam mit 2.5 MW und nahezu senkrechter Einschussrichtung simuliert, so dass der Weg durch das Plasma $l \approx 1 \text{ m}$ war (ASDEX Upgrade).

Berechnung des Shinethrough und der mittleren freien Weglänge

Der Shinethrough ist das Verhältnis aus Teilchen, die das Plasma durchqueren, ohne ionisiert zu werden, und Teilchen, die insgesamt in das Plasma eingestrahlt werden:

$$s \equiv \frac{I(l)}{I_0} \quad (1.3)$$

Die Teilchenintensität I an der Stelle x entlang der Einstrahlrichtung ist

$$I(x) = I_0 \exp\{-\sigma n x\} = I_0 \exp\{-x/\lambda\} \quad (1.4)$$

Dabei ist n die Teilchendichte, σ der „Absorptionswirkungsquerschnitt“ und $\lambda = (\sigma n)^{-1}$ die mittlere freie Weglänge.

Aus dem Shinethrough kann man die mittlere Freie Weglänge λ rekonstruieren:

$$\lambda = \frac{l}{\ln I_0 - \ln I(l)} \quad (1.5)$$

s	FAFNER	TRANSP
$H \rightarrow H^+$	0.25	0.28
$D \rightarrow D^+$	0.05	0.11

λ	FAFNER	TRANSP
$H \rightarrow H^+$	0.72 m	0.79 m
$D \rightarrow D^+$	0.33 m	0.45 m

Für die Rechnungen mit Deuterium (D) ist die mittlere freie Weglänge in FAFNER ca. 25% kleiner als in TRANSP. Für die Rechnungen mit Wasserstoff (H) beträgt die Abweichung ca. 10%.

Dies deutet auf einen schwerwiegenden Unterschied in beiden Codes noch vor der Berechnung des Ionen-Abbremsprozesses hin.

1.6. Aufbau der vorliegenden Arbeit

Der Hauptteil dieser Arbeit ist in drei Teile gegliedert. Im ersten Teil erfolgt ein Vergleich von FAFNER und TRANSP/NUBEAM sowie der untersuchten Ionisations- und Stromtriebmodelle anhand zweier Beispielplasmen. Es konnte gezeigt werden, dass beide Codes bei Verwendung derselben Modelle für Ionisation und Stromtrieb weitgehend gleiche Ergebnisse erhalten.

Im zweiten Teil wird die Implementierung von ADAS, einem der Ionisationsmodelle, das auch angeregte Zustände der Strahlotope berücksichtigt, in TRANSP/NUBEAM beschrieben und dessen Auswirkungen auf die Rechnungen von TRANSP anhand der zuvor untersuchten Beispielplasmen aufgezeigt. Zudem wurde auch ein alternativer Stromtriebalgorithmus in TRANSP/NUBEAM implementiert und dessen Auswirkungen dokumentiert.

Im dritten Teil werden die Folgen der an TRANSP/NUBEAM vorgenommenen Veränderungen auf einige Anwendungsbeispiele analysiert, die Änderungen zu vorigen Rechnungen aufgezeigt und dokumentiert. Die Anwendungsbeispiele entstammen Transportuntersuchungen an ASDEX Upgrade zu den Themen β -Skalierung, Stromtrieb und Experimenten mit modulierten Strahlprofilen. Zusätzlich wird ein ITER-Beispielszenario untersucht.

Im Anhang finden sich theoretische Grundlagen zu den Ionisationsmodellen, technische Details zur Implementierung von ADAS in FAFNER und TRANSP/NUBEAM, ein direkter Vergleich der verschiedenen Ionisationsmodelle bzgl. der Parameter Strahlenergie, Plasmadichte und -temperatur, eine prinzipielle Herleitung der Stromtriebalgorithmus sowie zusätzliche Plots aus dem Benchmark und eine Liste der im Zuge des Benchmarks durchgeführten Simulationen.

2. Vergleich von FAFNER und TRANSP/NUBEAM, Benchmark verschiedener Modelle für Ionisation und Stromtrieb

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit dem Vergleich von FAFNER und TRANSP/NUBEAM und dem Benchmark verschiedener Ionisationsmodelle, die zu diesem Zweck in FAFNER implementiert wurden.

Zuerst werden kurz die Parameter der für den Benchmark verwendeten Beispielplasmen gezeigt und erklärt, welche Hindernisse es zu überwinden galt, um diese Beispielplasmen in möglichst gleicher Weise in beiden Codes abzubilden.

Anschließend werden die physikalischen Grundlagen der untersuchten Ionisationsmodelle erläutert und ihre unterschiedlichen Auswirkungen auf die Depositionsprofile der schnellen Ionen, die Heizprofile und den Stromtrieb verglichen.

Für die Berechnung des Stromtriebs durch Neutralteilcheninjektion wurden ebenfalls verschiedene Modelle in FAFNER implementiert und verglichen.

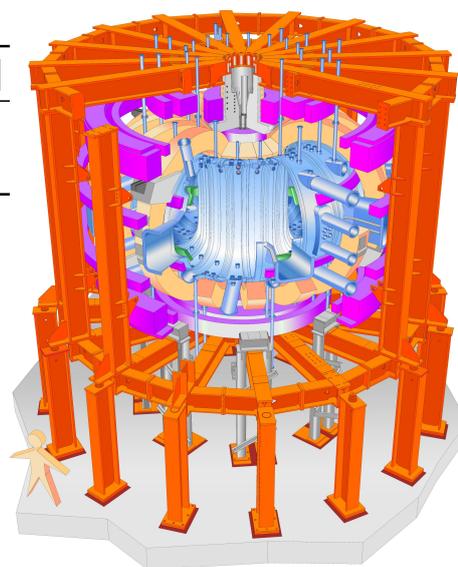
2.1. Eingangsdaten, Dichte- und Temperaturprofile, Gleichgewicht

Die Eingangsdaten für den Vergleich von FAFNER und TRANSP/NUBEAM sowie der verschiedenen Ionisationsmodelle basieren auf zwei Plasmaentladungen (#17847, #17870) von ASDEX Upgrade (AUGD):

Schuss	$n_{e,0}$ [m^{-3}]	$T_{e,0}$ [keV]	$T_{i,0}$ [keV]	t [s]
17847	1.2×10^{20}	2.4	1.8	3.9
17870	0.8×10^{20}	4.0	7.0	5.4

Die wichtigsten Parameter von AUGD sind:

Plasmaradius	1.6 m
Plasmahöhe	0.8 m
Plasmabreite	0.5 m
Plasmavolumen	14 m^3
max. Magnetfeld	3.1 T
Plasmastrom	0.4...1.6 MA
Heizleistung	27 MW
Pulslänge	$\leq 10 \text{ s}$



Schematischer Aufbau von ASDEX Upgrade

Die Profile für Elektronendichte und -temperatur sowie für Ionentemperatur werden beiden Codes in der gleichen Weise aus Messdaten vorgeschrieben. Das Profil für die Ionendichte(n) berechnen beide Codes aus der Elektronendichte und dem vorgegebenen Wert bzw. Profil für Z_{eff} .

Man erkennt beim Betrachten der Profile (Abb. 2.1 und 2.2) praktisch keine Unterschiede zwischen FAFNER und TRANSP, was darauf schließen lässt, dass im internen Mapping keine wesentlichen Unterschiede zwischen beiden Codes bestehen bzw. diese erfolgreich ausgeräumt werden konnten.

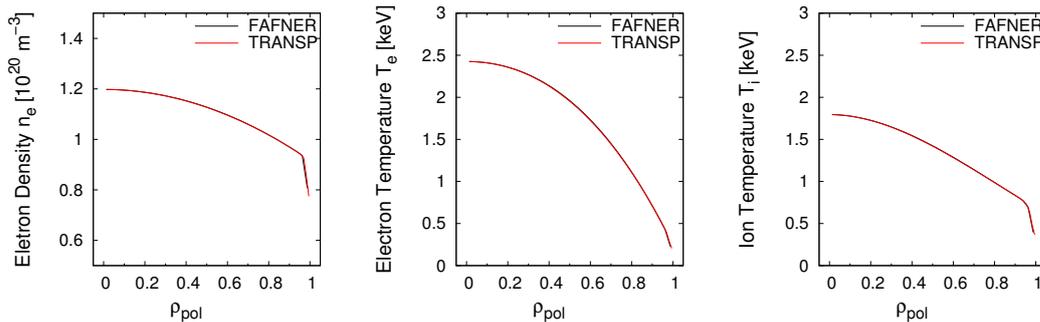


Abb. 2.1.: Temperatur- und Dichteprofile Schuss #17847

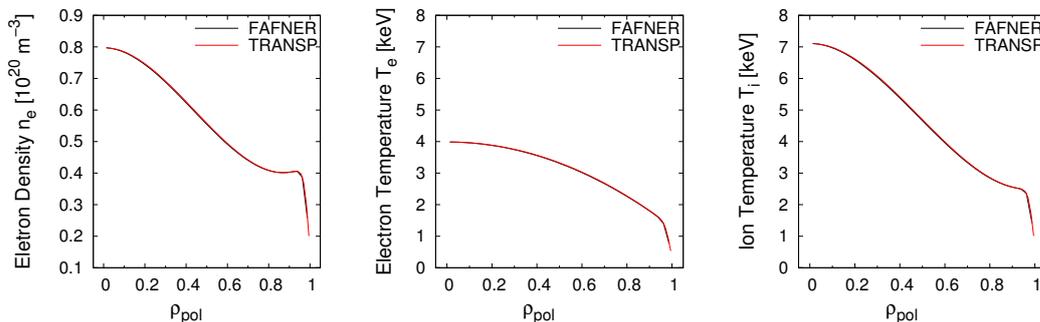


Abb. 2.2.: Temperatur- und Dichteprofile Schuss #17870

In Tokamaks sind viele Größen (Temperatur, Plasmadruck, Stromdichte, ...) innerhalb einer magnetischen Flussfläche konstant. Sie werden daher meist als Funktion einer Flussflächenkoordinate beschrieben. In FAFNER und TRANSP werden dafür unterschiedliche Variablen benutzt.

FAFNER verwendet den normierten poloidalen Fluss ρ_{pol} :

$$\rho_{\text{pol}} = \sqrt{\frac{\psi - \psi_a}{\psi_s - \psi_a}} \quad (2.1)$$

TRANSP hingegen verwendet den normierten toroidalen Fluss ρ_{tor} :

$$\rho_{\text{tor}} = \sqrt{\frac{\phi - \phi_a}{\phi_s - \phi_a}} \quad (2.2)$$

Beide Variablen werden so skaliert, dass auf der magnetischen Achse $\rho = 0$ ist und an der Separatrix $\rho = 1$.

Vorkommende Größen:

ψ	poloidaler Fluss
ψ_a	poloidaler Fluss auf der magnetischen Achse
ψ_s	poloidaler Fluss an der Separatrix
ϕ	toroidaler Fluss
ϕ_a	toroidaler Fluss auf der magnetischen Achse
ϕ_s	toroidaler Fluss an der Separatrix

ψ Profile können nahe der magnetischen Achse Ungenauigkeiten aufweisen. ϕ Profile sind an der Separatrix nicht sehr akkurat. Daher beschreiben Funktionen in Abhängigkeit von ρ_{pol} die Randregion des Plasmas genauer, solche in Abhängigkeit von ρ_{tor} dagegen das Plasmazentrum [15].

Der Umstand, dass in beiden Codes verschiedene Variablen zur Verwendung kommen, bedingt, dass die Eingabe- und Ausgabeprofile zumindest eines der beiden Codes auf die jeweils andere Flussflächenvariable umgerechnet werden müssen. Da an ASDEX Upgrade auch für die Speicherung von Messdaten und vor allem den aus ihnen berechneten Profilen (z.B. Temperatur und Dichte) ρ_{pol} verwendet wird, wurden auch die TRANSP/NUBEAM Ergebnisse auf diese Variable umgerechnet (mittels der sog. **kk**-Routinen [49]) und sämtliche Profile im Benchmark als Funktion von ρ_{pol} geplottet.

Das Gleichgewicht wird beiden Codes anhand eines mit CLISTE [34] rekonstruierten Datensatzes übergeben. CLISTE ist ein Code, der die Grad-Shafranov-Gleichung¹ für eine gegebene Magnetfeldkonfiguration numerisch löst und die freien Parameter dabei so lange variiert, bis das Ergebnis mit experimentellen Messwerten gut übereinstimmt.

Für FAFNER existiert (da sowohl FAFNER wie auch CLISTE am IPP entwickelt wurden) ein direktes Interface zu den von CLISTE berechneten Gleichgewichtsdaten (diese werden in Form des poloidalen Flusses ψ auf einem (R, Z) -Grid gespeichert und in gleicher Weise in FAFNER eingelesen). Für TRANSP müssen die CLISTE-Daten in ein passendes Format (Fourier-Momente, siehe Kasten) konvertiert werden. Dabei wird die Form einer Anzahl von Flussflächen (typischerweise 20) vorgegeben. TRANSP interpoliert zwischen diesen Flussflächen auf sein internes Gitter. In Abb. 2.3 erkennt man, dass die durch Fouriermomente dargestellten Flussflächen in TRANSP nahezu exakt mit den Datenpunkten aus CLISTE übereinstimmen.

TRANSP berücksichtigt auch die Rückwirkung der Neutralteilcheninjektion auf das Gleichgewicht, z.B. durch den getriebenen Strom. Der Gesamtstrom im Plasma wird zwar vorgegeben, die radiale Stromverteilung wird jedoch berechnet und ist während einer Simulation normalerweise nicht konstant. Eine Änderung des Gleichgewichts bedeutet eine Änderung des poloidalen und toroidalen Flusses und folglich auch von ρ_{tor} bzw. ρ_{pol} . Das bedeutet, dass sich die Flussflächenkoordinate räumlich verschieben kann. Dies kann Probleme verursachen, wenn man die TRANSP-Ergebnisse von ρ_{tor} auf ρ_{pol} umrechnet, da die hierzu verwendeten **kk**-Routinen, das CLISTE-Gleichgewicht verwenden. Hat sich das Gleichgewicht innerhalb von TRANSP jedoch verschoben, treten dadurch Ungenauigkeiten auf.

¹ Die Grad-Shafranov-Gleichung beschreibt das Gleichgewicht eines axisymmetrischen Systems, z.B. des Tokamaks, als Funktion des Flusses des toroidalen Magnetfeldes [61].

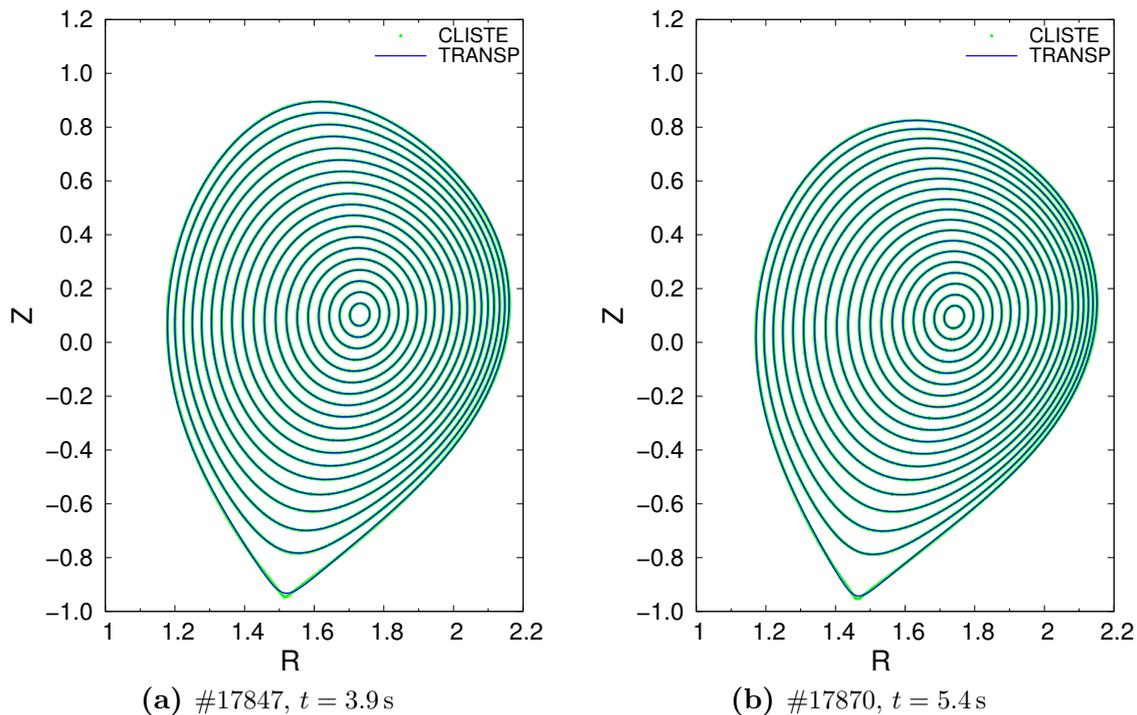


Abb. 2.3.: Gleichgewicht Schuss #17847 und #17870 in CLISTE und TRANSP. Die analytischen Ausdrücke durch Fouriermomente stimmen nahezu exakt mit den Datenpunkten aus CLISTE überein.

Aus diesem Grund, und da FAFNER nur stationär rechnet, wurde im Benchmark die zeitliche Entwicklung des Gleichgewichts in TRANSP unterdrückt, so dass es zu jeder Zeit dem CLISTE Gleichgewicht entspricht. Neben der Form der Flussflächen, beschrieben durch die Fourier-Momente, betrifft dies auch das magnetische Feld auf der Achse $B_{\varphi,0}$, den Gesamtstrom im Plasma und das q -Profil². All diese Werte werden vorgegeben und während eines TRANSP-Laufs festgehalten. Die Umlaufspannung U_{Loop} berechnet TRANSP anhand der vorgegebenen Daten selbst. Das bedeutet, dass man in den Simulationen den Anteil des durch Neutralteilcheninjektion getriebenen Stroms am gemessenen Gesamtstrom berechnet.

Für diesen Vergleich zwischen FAFNER und TRANSP und den einzelnen Ionisationsmodellen wurden verschiedene vereinfachende Annahmen gemacht. Verunreinigungen wurden vorerst außen vor gelassen (später aber ebenfalls untersucht). Das

² Der Sicherheitsfaktor q gibt an, wie oft eine Magnetfeldlinie in toroidaler Richtung (ϕ) umläuft, bis sie einmal in poloidaler Richtung (θ) umgelaufen ist:

$$q = \frac{\Delta\phi}{2\pi}$$

Für einen Tokamak mit kreisförmigem Querschnitt und großem Aspektverhältnis gibt sich die einfache Näherung

$$q = \frac{r B_{\phi}}{R_0 B_{\theta}}$$

Wobei R_0 der große Plasmaradius ist, r der kleine Radius der Flussfläche, B_{ϕ} und B_{θ} das toroidale und poloidale Magnetfeld.

Plasma wurde also anfangs als zu 100% aus Deuterium bestehend angenommen. Weiter wurden nur Strahlanteile mit voller Energie betrachtet. Es wurden soviel physikalische Effekte wie möglich in beiden Codes abgestellt (z.B. Gyrorationsbewegung, Neutralteilchen außerhalb der Separatrix, Ausbilden eines Halos um den Strahl herum). Dies ist nötig, damit das Erreichen des Ziels - Unterschiede in den Ergebnissen durch verschiedene atomare Ionisationsmodelle zu untersuchen - nicht durch das Auftreten von Unterschieden in anderen Berechnungen erschwert wird. Die meisten Betrachtungen werden anhand der NBI Quellen 1 und 3 angestellt, wobei Quelle 1 eher senkrecht in das Plasma einstrahlt, Quelle 3 tangentialer (siehe Abb. 1.8 in der Einführung). Außerdem (insbesondere für die Stromtriebuntersuchungen) werden die Quellen 6 und 7 herangezogen, die beide für Stromtriebexperimente optimiert sind und daher noch tangentialer als Quelle 3 einstrahlen.

Fourier-Momente

Die Entwicklung des Gleichgewichts, d.h. der Gestalt der einzelnen Flussflächen, nach Fourier-Momenten erfolgt nach dem folgenden Schema:

$$R = \sum_{n=0}^N \rho^n \left(a_{c,n} \cos(n\theta) + a_{s,n} \sin(n\theta) \right) \quad (2.3)$$

$$Z = \sum_{n=0}^N \rho^n \left(b_{c,n} \cos(n\theta) + b_{s,n} \sin(n\theta) \right) \quad (2.4)$$

Ausgeschrieben für die ersten Momente ist das:

$$R = a_{c,0} \cos(0 \cdot \vartheta) + a_{s,0} \sin(0 \cdot \vartheta) + a_{c,1} \rho \cos(1 \cdot \vartheta) + a_{s,1} \rho \sin(1 \cdot \vartheta) \\ + a_{c,2} \rho^2 \cos(2 \cdot \vartheta) + a_{s,2} \rho^2 \sin(2 \cdot \vartheta) + \dots$$

$$Z = b_{c,0} \cos(0 \cdot \vartheta) + b_{s,0} \sin(0 \cdot \vartheta) + b_{c,1} \rho \cos(1 \cdot \vartheta) + b_{s,1} \rho \sin(1 \cdot \vartheta) \\ + b_{c,2} \rho^2 \cos(2 \cdot \vartheta) + b_{s,2} \rho^2 \sin(2 \cdot \vartheta) + \dots$$

In nullter Ordnung bleibt jeweils nur der erste Faktor stehen, d.h. $a_{c,0}$ für x und $b_{c,0}$ für z . $a_{c,0}$ entspricht dem großen Radius R_0 , $b_{c,0}$ dem Upshift Z_0 . Die anderen Faktoren haben ebenfalls eine Bedeutung: $a_{c,1}$ ist z.B. der kleine Radius a , $a_{s,1}$ hingegen ist null, ebenso $b_{c,1}$, $b_{s,1}$ wiederum ist der kleine Radius a mal die Elongation κ . Höhere Momente beschreiben dann bspw. noch die Triangularität δ .

$$a_{c,0} = R_0, \quad a_{c,1} = a, \quad a_{s,1} = 0, \quad b_{c,0} = Z_0, \quad b_{c,1} = 0, \quad b_{s,1} = a \kappa$$

2.2. Vergleich der Ionisationsmodelle

2.2.1. Freeman & Jones, PREACT

TRANSP verwendet für alle atomaren Prozesse das NTCC PREACT Modul [45], welches im wesentlichen auf Daten aus den ORNL Redbooks Vol. 1 & 5 [7, 44] und von Janev et al. [25] basiert. Die atomaren Daten in FAFNER stammen größtenteils von Freeman and Jones [13], mit einigen Zusätzen aus Riviere [46] und Olson et al. [39].

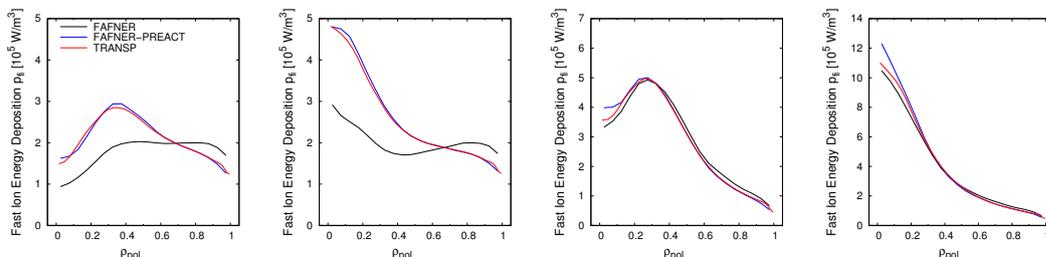
FAFNER enthält Daten für Wasserstoff und benutzt einfache Skalierungsformeln für Verunreinigungen. Von PREACT werden Wasserstoff, Helium, Kohlenstoff und Sauerstoff unterstützt. Für andere Spezies wird zwischen diesen Daten inter- bzw. extrapoliert.

Beide Modelle enthalten getrennte Datensätze für Elektronenstoßionisation, Ionenstoßionisation und Ionisation durch Ladungsaustausch. Diese Anteile werden wie folgt summiert [33]:

$$\langle \sigma v \rangle_{tot} = \langle \sigma v \rangle_{ei} + \sum_k \left([\langle \sigma v \rangle_{cx} + \langle \sigma v \rangle_{ii}]_k \frac{n_k}{n_e} \right) \quad (2.5)$$

Der Index k läuft dabei über alle im Plasma enthaltenen Ionenspezies.

Die Implementierung des NTCC PREACT Moduls in FAFNER untermauert die Annahme, dass der wesentliche Unterschied zwischen FAFNER und TRANSP die Ionisationwirkungsquerschnitte sind. Man sieht sofort, dass die Depositionsprofile auch bei hoher Dichte unter Verwendung derselben atomaren Daten viel besser übereinstimmen als zuvor (Abb. 2.4).



(a) #17847 Quelle 1 (b) #17847 Quelle 3 (c) #17870 Quelle 1 (d) #17870 Quelle 3

Abb. 2.4.: Deposition der schnellen Ionen, Schuss #17847 und #17870

Vorkommende Größen:

n_e	Elektronendichte
n_k	Ionendichte der Plasmaspezies k
$\langle \sigma v \rangle_{ei}$	Beam Stopping Rate Coefficient für Elektronenstoßionisation
$\langle \sigma v \rangle_{ii}$	Beam Stopping Rate Coefficient für Ionenstoßionisation
$\langle \sigma v \rangle_{cx}$	Beam Stopping Rate Coefficient für Ionisation durch Ladungsaustausch

Gleiches ergibt sich für die Berechnung des Shinethrough s und der mittleren freien Weglänge λ : man sieht dass die Werte für FAFNER-PREACT und TRANSP nahezu identisch sind.

s	FAFNER	FAFNER-PREACT	TRANSP
$H \rightarrow H^+$	0.25	0.29	0.28
$D \rightarrow D^+$	0.05	0.11	0.11

λ	FAFNER	FAFNER-PREACT	TRANSP
$H \rightarrow H^+$	0.72 m	0.80 m	0.79 m
$D \rightarrow D^+$	0.33 m	0.46 m	0.45 m

2.2.2. Berücksichtigung angeregter Zustände der Strahlotope

Die im folgenden beschriebenen Ionisationsmodelle und Datensammlungen aus Janev et al. [26], Suzuki et al. [56] und ADAS [55] haben mehrere Vorteile gegenüber den Daten aus Freeman & Jones bzw. PREACT. Allen gemein ist die Berücksichtigung angeregter Zustände der Strahlotope. Dies ist insbesondere bei hohen Dichten und/oder hoher Strahlenergie von Bedeutung, da hier die Zeit zwischen zwei Stößen kürzer ist als die Lebensdauer der angeregten Zustände.

Desweiteren enthalten sie auch Daten für mehr Verunreinigungsspezies. Janev gibt Daten für Wasserstoff, Helium, Kohlenstoff, Sauerstoff und Eisen an. Suzuki unterstützt alle Elemente mit $1 \leq Z_{\text{eff}} \leq 8$ und $Z_{\text{eff}} = 26$. Außerdem liegen getrennte Datensätze für Wasserstoff, Deuterium und Tritium vor. ADAS unterstützt alle Elemente mit $1 \leq Z_{\text{eff}} \leq 10$ und zusätzlich $Z_{\text{eff}} = \{18, 26\}$ ³.

Die theoretischen Grundlagen der Modelle von Janev, Suzuki und ADAS sind in Anhang A beschrieben.

2.2.3. Suzuki et al., Janev et al.

Für die praktische Anwendung geben Suzuki et al. ebenso wie Janev et al. einen analytischen Fit an die numerische Lösung von Gl. A.1 bzw. Gl. A.4 an. Suzuki et al. benutzen bei ihren Rechnungen aber geringfügig andere Daten als Janev et al. Der Beam Stopping Wirkungsquerschnitt für ein reines Wasserstoffplasma ergibt sich so in Abhängigkeit von Strahlenergie E_{Beam} , Elektronendichte n_e und Elektrentemperatur T_e zu:

$$\sigma_H[\text{cm}^2] = \frac{10^{-16}}{E_{\text{Beam}}} \exp \left(\sum_{i=1}^2 \sum_{j=1}^3 \sum_{k=1}^2 A_{ijk} \varepsilon^{i-1} (\ln N)^{j-1} U^{k-1} \right) \quad (2.6)$$

Die Wirkungsquerschnitte für Plasmen mit Verunreinigungen ergeben sich durch die Gleichungen

$$\sigma_Z[\text{cm}^2] = \sigma_H \left(1 + (Z_{\text{eff}} - 1) S_Z \right) \quad (2.7)$$

$$S_Z = \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^2 \sum_{k=1}^2 B_{ijk} \varepsilon^{i-1} (\ln N)^{j-1} U^{k-1} \quad (2.8)$$

3	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	18	26
	H	He	Li	Be	B	C	N	O	F	Ne	Ar	Fe

Vorkommende Größen:

E_{Beam}	Beamenergie [keV/amu]	$\varepsilon = \ln \frac{E_{\text{Beam}}}{\text{keV}}$
n_e	Elektronendichte [m^{-3}]	$N = \frac{n_e}{10^{19} \text{m}^{-3}}$
T_e	Elektronentemperatur [keV]	$U = \ln \frac{T_e}{\text{keV}}$
A_{ijk}	Koeffizienten je nach Plasmaspezies (H, D, T), siehe Tabelle 1 in [56]	
B_{ijk}	Koeffizienten je nach Verunreinigungsspezies, siehe Tabelle 1 in [56]	

Der Fehler des Polynoms liegt bei Suzuki et al. je nach Datensatz im Bereich 2.6...4.1%, für Eisen bei 16%.

Die Parameter des Fits wurden für eine Magnetfeldstärke von 5 T bestimmt. Wo bei angegeben wird, dass die Wirkungsquerschnitte im Bereich 1...10 T nur um 1% variieren.

Für die relative Änderung der Wirkungsquerschnitte mit der Iontemperatur wird ein Wert von 2% im Bereich $0 < T_i < \frac{1}{10} E_{\text{Beam}}$ angegeben. Daher wird die Iontemperatur als Parameter im Model von Suzuki et al. vernachlässigt.

Als Gültigkeitsbereiche für die Funktionsparameter geben Suzuki et al. an:

Strahlenergie:	$10 < E_{\text{Beam}} < 10^4 \text{keV/amu}$
Dichte:	$10^{18} < n_e < 10^{22} \text{m}^{-3}$
Elektronentemperatur:	$T_e < 50 \text{keV}$

In TRANSP ist eine leicht abgewandelte Form von Gl. 2.6 implementiert (Schalter: NSIGEXC=1). Hierbei läuft die Summation über $i = [1, 3]$, $j = [1, 3]$, $k = [1, 2]$, es kommt also eine Gleichung höherer Ordnung zum Einsatz. Außerdem finden andere Fit-Parameter Verwendung [36]:

A_{111}	3.95	A_{211}	3.67×10^{-1}	A_{311}	-9.95×10^{-3}
A_{112}	1.60×10^{-2}	A_{212}	-2.15×10^{-2}	A_{312}	6.19×10^{-4}
A_{121}	-3.84×10^{-2}	A_{221}	3.07×10^{-2}	A_{321}	-2.36×10^{-3}
A_{122}	-5.98×10^{-3}	A_{222}	1.78×10^{-3}	A_{322}	-1.67×10^{-4}
A_{131}	-3.10×10^{-3}	A_{231}	3.16×10^{-3}	A_{331}	-1.31×10^{-4}
A_{132}	-1.09×10^{-3}	A_{232}	3.47×10^{-4}	A_{332}	-2.28×10^{-5}

Diese Daten sind mittels eines Skalierungsfaktors (*enhancement factor*) in NUBEAM implementiert, der wie folgt definiert ist:

$$\eta_{enh}(E_{\text{Beam}}, n_e, T_e) = \frac{\sigma_{\text{Janev}}(E_{\text{Beam}}, n_e, T_e)}{\sigma_{\text{Janev}}(E_{\text{Beam}}, n_0, T_e)} \quad (2.9)$$

d.h. das Verhältnis des Wirkungsquerschnittes bei der eigentlichen Dichte und des Wirkungsquerschnitts im Grenzfall verschwindender Dichte. Für die tatsächliche Berechnung wird $n_0 = 10^{18} \text{m}^{-3}$ eingesetzt.

Bei den Berechnungen in NUBEAM werden dann die PRACT-Daten mit diesem Faktor skaliert:

$$\sigma_{exc}(E_{\text{Beam}}, n, T) = \eta_{enh}(E_{\text{Beam}}, n_e, T) \sigma_{\text{PRACT}}(E_{\text{Beam}}, n, T) \quad (2.10)$$

Suzuki et al. geben zusätzlich zu der Gl. (2.6) von Janev et al. eine alternative Variante an, um den Beam Stopping Wirkungsquerschnitt für die Wasserstoffisotope zu berechnen:

$$\begin{aligned} \sigma_H[\text{cm}^2] &= A_1 \frac{10^{-16}}{E_{\text{Beam}}} \left(1 + A_2 \varepsilon + A_3 \varepsilon^2 \right) \\ &\times \left(1 + [1 - \exp(-A_4 N)]^{A_5} (A_6 + A_7 \varepsilon + A_8 \varepsilon^2) \right) \\ &\times \left(1 + A_9 U + A_{10} U^2 \right) \end{aligned} \quad (2.11)$$

Hierbei sind dann für die Fitparameter A_{ijk} und B_{ijk} die Werte aus Tabelle 2 in [56] zu verwenden. Der Vorteil dieser Gleichung liegt in einer höheren Genauigkeit im Bereich von 2.1...3.9% und 14% für Eisen.

Ein Vergleich der verschiedenen Daten von Janev, TRANSP, Suzuki und ADAS ist am Ende des nächsten Abschnitts gegeben, eine genaue Analyse in Anhang B.

2.2.4. ADAS

ADAS hat gegenüber den Modellen von Janev et al. und Suzuki et al. den Vorteil, dass es zusätzlich auch die Populationen der angeregten Zustände zur Verfügung stellt, noch mehr Plasmaspezies unterstützt, auf einer ständig aktualisierten Datenbank atomarer Daten beruht und eine größere Gemeinde von Nutzern und Mitwirkenden hat.

Ein wesentlicher Unterschied ist, dass bei ADAS die berechneten Daten in Form von Tabellen bereitgestellt werden und die Benutzer sich im Prinzip Daten auf beliebigen Domänen (bzgl. Strahlenergie, Dichte und Temperatur) berechnen können und so eine hohe Genauigkeit im jeweiligen Anwendungsgebiet erreicht werden kann. Die von Janev und Suzuki bereitgestellten analytischen Fits können im Grenzbereich der für die Fits benutzten Parameterbereiche recht ungenau sein.

Die ADAS Distribution enthält Datenfiles, die für ein Plasma berechnet sind, dass zu 100% aus der jeweiligen Spezies besteht (100% Wasserstoff, 100% Kohlenstoff, etc.). Die effektiven Ratenkoeffizienten für ein aus mehreren Spezies bestehendes Plasma werden aus den einzelnen Daten für die jeweiligen Verunreinigungen durch Superposition gewonnen:

$$S_{\text{total}}(E_{\text{Beam}}, n_e, T_I) \equiv \frac{\sum_{i=1}^I Z_i f_i S_i(E_{\text{Beam}}, n_{e,eff}^{(i)}, T_I)}{\sum_{i=1}^I Z_i f_i} \quad [\text{cm}^3 \text{s}^{-1}] \quad (2.12)$$

mit der effektiven Elektronendichte

$$n_{e,eff}^{(i)} \equiv n_e \frac{\sum_{k=1}^I (Z_k)^2 f_k}{\sum_{k=1}^I Z_i Z_k f_k} \quad (2.13)$$

und dem Anteil der Plasmaspezies i

$$f_i = \frac{n_i}{\sum_k n_k} \quad (2.14)$$

Vorkommende Größen:

E_{Beam}	Beamenergie
n_e	Elektronendichte
$n_{e,eff}^{(i)}$	effektive Elektronendichte
T_I	Ionentemperatur, wird für alle Spezies als gleich angenommen
S_i	Beam Stopping Rate Coefficient für die Plasmaspezies i
f_i	Anteil der Plasmaspezies i
Z_i	Kernladungszahl der Plasmaspezies i

Eine genaue Beschreibung zu den technischen Aspekten der ADAS Implementierung findet sich in Abschnitt 3.1.

2.2.5. Vergleich der Excited State Ionisationsmodelle

In Abb. 2.5 sind zwei Parameterscans der verschiedenen Ionisationsmodelle über die Strahlenergie und die Plasmadichte geplottet, die Grundzustandsmodelle sind im Dichteplot nicht aufgetragen, da sie keine Abhängigkeit von der Dichte aufweisen.

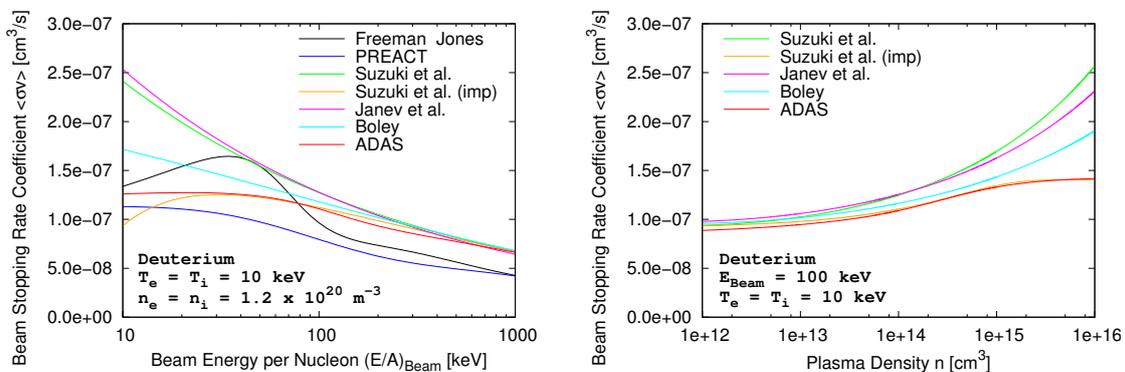


Abb. 2.5.: Vergleich der Ratenkoeffizienten der verschiedenen Ionisationsmodelle im Abhängigkeit der Strahlenergie und der Plasmadichte

Man kann hieran folgende Umstände ablesen:

1. Die Grundzustandsmodelle weisen teils erheblich von den Modellen, die angeregte Zustände berücksichtigen, ab. Die einzelnen Modelle aus der zweiten Gruppe untereinander aber ebenso.
2. Die Modelle von Janev und Suzuki stimmen nahezu überein. Die unterschiedliche Auswahl der zugrundegelegten atomaren Daten hat keinen entscheidenden Einfluss auf den Verlauf der Kurven.

3. Die Daten von Janev und die in TRANSP/NUBEAM verwendeten Daten von Boley zeigen besonders bei niedrigen Strahlenergien große Unterschiede.
4. Das verbesserte Modell von Suzuki („Suzuki et al. (imp)“) weicht ebenfalls stark vom ursprünglichen Suzuki-Modell ab, stimmt aber gut mit den ADAS-Daten überein. Lediglich für kleine Strahlenergien (≤ 40 keV/amu) ergeben sich deutliche Unterschiede.
5. Die Daten von Freeman & Jones zeigen ein etwas seltsames Verhalten bei Strahlenergien, bei denen der Ladungsaustausch der dominante Prozess ist. Dieser Umstand wird in Anhang B näher untersucht.

2.3. Deposition der schnellen Ionen

Die Depositionsprofile der schnellen Ionen zeigen an, an welcher Stelle im Plasma wieviele Neutralteilchen ionisiert werden. Im Folgenden benutzen wir für den Vergleich der Modelle die deponierte Leistung pro Volumen p_{fi} :

$$p_{fi} = E_{\text{Beam}} n_{\text{Beam}} n_{\text{Plasma}} \langle \sigma v \rangle \quad (2.15)$$

Je größer die Wirkungsquerschnitte und je größer die Teilchendichte, desto mehr Teilchen werden an einem Ort ionisiert. Bei gleichen Plasmaparametern (Temperatur, Dichte) erwartet man also bei höheren Wirkungsquerschnitten mehr Deposition am Rand des Plasmas und entsprechend weniger im Innern (da weniger Teilchen bis ins Innere vordringen). Bei kleineren Wirkungsquerschnitten entsprechend mehr Deposition im Innern.

Von den zuvor beschriebenen Ionisationsmodellen ist in TRANSP neben PREACT das nach Janev et al. mit alternativen Fit-Koeffizienten von Boley implementiert. In FAFNER wurden zusätzlich zu den Daten von Freeman & Jones und PREACT das Modell nach Suzuki et al. und ADAS implementiert.

Beim Vergleich der Depositionsprofile sticht sofort ins Auge (Abb. 2.6), dass zwischen FAFNER-PREACT und TRANSP-PREACT auf der einen Seite, FAFNER-ADAS und FAFNER-SUZUKI auf der anderen Seite, ein sehr großer Unterschied in der Deposition der schnellen Ionen besteht - zum einen quantitativ (die Kurven unterscheiden sich bis zu ca. einem Faktor 2), als auch qualitativ (der Verlauf der Kurven ist gänzlich anders, die Maxima verschoben). Die Berechnungen unter Verwendung von ADAS und dem Model von Suzuki et al. zeigen dagegen nur geringe Unterschiede. Die TRANSP-Rechnungen mit dem Model nach Janev et al. zeigen einen Trend in die Richtung der FAFNER-Rechnungen mit ADAS und Suzuki et al., der Effekt ist aber deutlich kleiner.

Überraschend scheint die gute Übereinstimmung von Freeman & Jones und ADAS bei Quelle 1 & 3. Diese ist aber eher zufällig, da die Ratenkoeffizienten beider Datensammlungen bei der gegebenen Strahlenergie, Dichte und Temperatur gerade gut übereinstimmen (siehe Abb. 2.5 und Anhang B, die Daten nach Freeman & Jones enthalten keine Dichteabhängigkeit und zeigen ein komplett anderes Verhalten bzgl. der Strahlenergie). Bei Quelle 7 liegt diese Übereinstimmung dann auch nicht mehr vor. Die Strahlenergie ist hier höher (93 keV) als bei Quelle 1 & 3 (60 keV).

Für den Schuss mit niedrigerer Dichte (# 17870) zeigen sich wie beim Vergleich von Freeman & Jones und PREACT (Abb. 2.4) auch für ADAS, Suzuki et al. und Janev et al. kaum Unterschiede. Der Effekt der angeregten Zustände auf die Wirkungsquerschnitte ist hier aufgrund der geringen Dichte sehr klein.

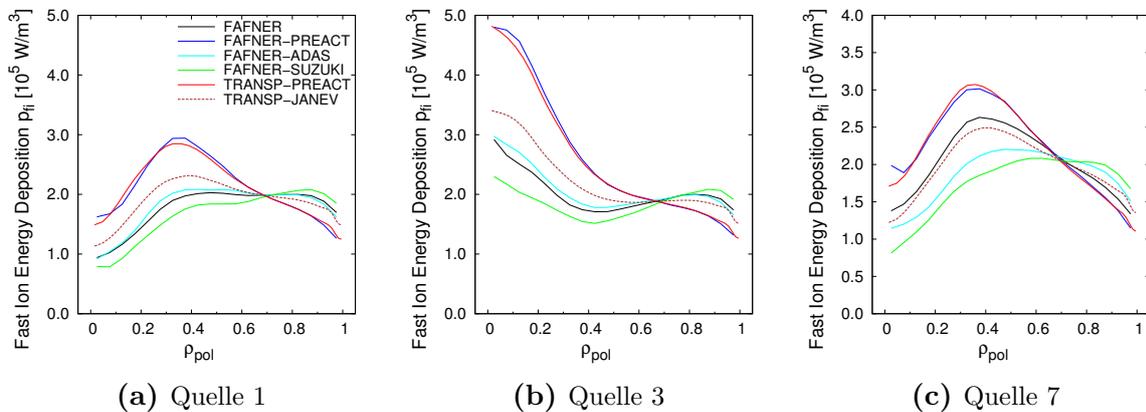


Abb. 2.6.: Deposition der schnellen Ionen Schuss #17847

2.4. Plasmaheizung

Wie zuvor beschrieben, wird das schnelle Teilchen, nachdem es ionisiert wurde, vom Magnetfeld eingefangen und bewegt sich fortan entweder auf einer freien oder einer Bananenbahn. Durch Coulomb-Stöße der schnellen Ionen mit den thermischen Elektronen und Ionen und dem damit verbundenen Energieübertrag wird das Plasma aufgeheizt. Die Energie der eingeschossenen Elektronen ist aufgrund ihrer kleinen Masse vernachlässigbar⁴, so dass nur die schnellen Ionen eine Rolle spielen.

Bei hohen Einschussgeschwindigkeiten werden zuerst vor allem die Elektronen geheizt. Dann, wenn die eingeschossenen Ionen langsamer werden, verlagert sich der Schwerpunkt auf die Heizung der Ionen. Da die Masse der Elektronen viel kleiner ist als die der Ionen, verursachen Stöße mit den Elektronen nur eine kleine Streuung der Strahlionen.

Ist die Reibungskraft, die die Elektronen auf die Strahlionen ausüben gleich $F_{fi,e}$ und v_{Beam} die Geschwindigkeit der Beamionen, so ist die Heizleistung der Elektronen gegeben durch [61]

$$P_e = -F_{fi,e} v_{\text{Beam}} \quad (2.16)$$

⁴ Unter der Annahme, dass die Energie des schnellen Neutralteilchens während der Ionisation konstant bleibt und sich das Ion und das Elektron in dieselbe Richtung weiterbewegen, gilt

$$v_{\text{Beam}} = v_{fi} = v_e$$

Die Geschwindigkeit des schnellen Ions v_{fi} und des Elektrons v_e ist gleich der Geschwindigkeit des Neutralteilchens. Für die Energie des Ions (Deuterium) und des Elektrons bedeutet dies

$$E_{fi} = \frac{m_p + m_n}{m_{f0}} E_{\text{Beam}} \quad E_e = \frac{m_e}{m_{f0}} E_{\text{Beam}} = \frac{m_e}{m_p + m_n} E_{fi} \approx \frac{1}{3600} E_{fi}$$

Bei $E_{\text{Beam}} = 100 \text{ keV}$ ergibt sich so $E_{fi} \approx 99.973 \text{ keV}$ und $E_e \approx 0.027 \text{ keV}$. Es gilt also $E_{\text{Beam}} \approx E_{fi}$, weswegen beide Energien oft synonym verwendet werden.

Die Kraft ist durch die Rate des Impulsverlustes der Ionen gegeben:

$$F_{fi,e} = -\frac{m_{fi} v_{\text{Beam}}}{\tau_{fi,e}} \quad (2.17)$$

Damit wird die Heizleistung

$$P_e = \frac{m_{fi} v_{\text{Beam}}^2}{\tau_{fi,e}} = \frac{2E_{\text{Beam}}}{\tau_{fi,e}} \quad (2.18)$$

Ist die Strahlgeschwindigkeit kleiner als die thermische Geschwindigkeit der Elektronen, gilt für die Abbremszeit

$$\tau_{fi,e} = \frac{3(2\pi)^{3/2} \varepsilon_0^2 m_{fi}}{e^4 m_e^{1/2}} \frac{T_e^{3/2}}{n_e \ln \Lambda} \quad (2.19)$$

Eingesetzt in die Heizleistung ergibt sich

$$P_e = \frac{2 m_e^{1/2} e^4}{3(2\pi)^{3/2} m_{fi} \varepsilon_0^2} \frac{n_e \ln \Lambda E_{\text{Beam}}}{T_e^{3/2}} \quad (2.20)$$

Die Heizung der Ionen folgt einem analogen Prinzip. Da die Massen der Plasmaionen und die der schnellen Ionen aber von vergleichbarer Größe sind, ist das Abbremsen der Strahlionen auch mit Streuung senkrecht zur Strahlrichtung verbunden. Das bedeutet, dass nur der Anteil $m_{fi}/(m_{fi} + m_i)$ zur Heizung beiträgt. Daher ist die an die Ionen abgegebenen Heizleistung

$$P_i = -\frac{m_{fi}}{m_{fi} + m_i} F_{fi,i} v_{\text{Beam}} = \frac{m_{fi}}{m_{fi} + m_i} \frac{m_{fi} v_{\text{Beam}}^2}{\tau_{fi,i}} = \frac{m_{fi}}{m_{fi} + m_i} \frac{2E_{\text{Beam}}}{\tau_{fi,i}} \quad (2.21)$$

mit der Reibungskraft analog zum Fall der Elektronen

$$F_{fi,i} = -\frac{m_{fi} v_{\text{Beam}}}{\tau_{fi,i}} \quad (2.22)$$

Für den Fall, dass die Strahlionen viel schneller als die Plasmaionen sind, gilt

$$\tau_{fi,i} = \frac{m_i}{m_{fi} + m_i} \frac{4\pi \varepsilon_0^2 m_{fi}^2}{e^4} \frac{v_{\text{Beam}}^3}{n_i \ln \Lambda} \quad (2.23)$$

Das bedeutet für die Heizleistung

$$P_i = \frac{n_i e^4 \ln \Lambda}{2\pi \varepsilon_0^2 m_{fi}^2} \frac{m_{fi}}{m_i} \frac{E_{\text{Beam}}}{v_{\text{Beam}}^3} = \frac{e^4 m_{fi}^{1/2}}{4\pi \varepsilon_0^2 m_i} \frac{n_i \ln \Lambda}{2^{1/2} E_{\text{Beam}}^{1/2}} \quad (2.24)$$

Damit erhält man für die Gesamtheizleistung

$$P = P_e + P_i = \frac{e^4 \ln \Lambda}{\sqrt{2} \pi \varepsilon_0^2 m_{fi}} \left(\frac{m_e^{1/2} n_e E_{\text{Beam}}}{3 \sqrt{\pi} T_e^{3/2}} + \frac{m_{fi}^{3/2} n_i}{4 m_i E_{\text{Beam}}^{1/2}} \right) \quad (2.25)$$

Man sieht, dass bei hohen Energien der schnellen Ionen E_{Beam} der erste Term, die Heizung der Elektronen, dominiert. Wenn die Strahlionen jedoch Energie verlieren,

wird die Heizung der Ionen, der zweite Term, immer stärker. Bei der kritischen Energie E_{crit} werden beide Teilchensorten gleich stark geheizt:

$$E_{crit} = \left(\frac{3\sqrt{\pi}}{4} \right)^{2/3} \left(\frac{m_{fi}^3 n_i^2}{m_i^2 m_e n_e^2} \right)^{1/3} T_e \approx 1.21 \left(\frac{m_i n_i^2}{m_e n_e^2} \right)^{1/3} \frac{m_{fi}}{m_i} T_e \quad (2.26)$$

Für ein reines Deuteriumplasma und Deuteriumstrahl (d.h. $n_e = n_i$, $m_{fi} = m_i$) ergibt sich

$$E_{crit} \approx 18.7 T_e \quad (2.27)$$

Vorkommende Größen:

m_{f0}	Masse der Strahlatome	($m_{f0} = m_{fi} + m_e$ für Deuterium)
m_{fi}	Masse der Strahlionen	($m_{fi} = m_p + m_n$ für Deuterium)
m_i, m_e	Masse der Plasmaionen, Masse der Elektronen	
τ_{fi}	Abbremszeit der schnellen Ionen durch Stöße	
$F_{fi,e}$	Reibungskraft der Elektronen an den Strahlionen	
$F_{fi,i}$	Reibungskraft der Ionen an den Strahlionen	

Es zeigt sich, dass sowohl die Heizung der Ionen als auch die der Elektronen entscheidend von den verwendeten Wirkungsquerschnitten abhängt. Die Variation der Heizprofile (Abb. 2.8) folgt im Wesentlichen der der Depositionsprofile (Abb. 2.6). D.h. werden am Rand mehr schnelle Neutralteilchen ionisiert, erfolgt dort auch eine stärkere Heizung.

Da die kritische Energie mit der Elektronentemperatur skaliert, ist sie am Rand, wo die Temperaturen niedrig sind, deutlich geringer als im Zentrum⁵. D.h. am Rand verlieren die schnellen Ionen den größten Teil ihrer Energie an die Elektronen. Entsprechend sind bei den Elektronen sowohl Unterschiede am Rand wie auch im Zentrum zu beobachten, während sie bei den Ionen im Zentrum stärker sind, am Rand eher gering.

Man sieht, dass zwischen FAFNER und TRANSP/NUBEAM auch bei Verwendung desselben Ionisationsmodells (PREACT) Unterschiede in den Heizprofilen bestehen. Bei NUBEAM ist die Heizung, insbesondere der Elektronen, am Rand tendenziell etwas höher als bei FAFNER und im Zentrum entsprechend etwas geringer. Am deutlichsten tritt dieser Effekt bei den Quellen 1 – 3 und 6 hervor.

Dies liegt möglicherweise daran, dass Teilchen, die auf den äußeren Flussflächen ionisiert werden, dort auf Bananenbahnen gefangen werden können, die teilweise außerhalb der Separatrix (äußerste Flussfläche) liegen. FAFNER verwirft solche Teilchen, während ihre Bahnen in NUBEAM bis zu einem bestimmten Abstand von der Separatrix weiterverfolgt werden. Bei auf Bananenbahnen gefangenen Teilchen wird die Energie im Mittel nicht am Ort der Ionisation abgegeben, sondern im Zentrum der Bananenbahn. Bei Berücksichtigung dieser Teilchen, bei denen das Zentrum der Banane weit außen liegt, tritt also mehr Heizung am Plasmarand auf.

Eine ganz ähnliche Ursache hat wohl die Tatsache, dass obschon bei Quelle 1 die Deposition von $\rho = 0.3$ zum Zentrum hin abnimmt, die Elektronenheizung in diesem

⁵ Für Schuss #17847 beträgt die kritische Energie am Rand ($T_e = 0.5$ keV) ca. 9 keV und im Zentrum ($T_e = 2.5$ keV) ca. 45 keV, bei #17870 liegen die Werte noch höher.

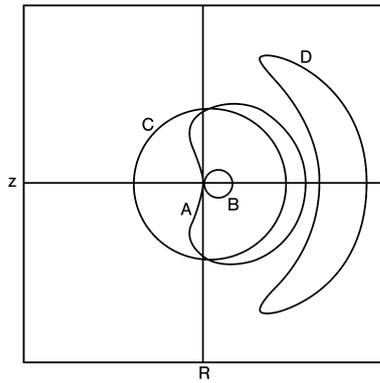


Abb. 2.7.: Teilchenbahnen im Plasma [Stacey, 52] Ein Großteil der Teilchen, die nahe des Plasmarands ionisiert werden, laufen auf den zuvor besprochenen Bananenbahnenorbits durch das Plasma (D). Im Zentrum werden faktisch keine Teilchen auf Bananenbahnen eingefangen, nahezu alle Teilchenorbits sind toroidal umlaufend (B). Nahe des Zentrums ist die Wahrscheinlichkeit, dass ein Teilchen gefangen wird im Vergleich zum Plasmarand gering, aber nicht vernachlässigbar. Die Form der Bahnen der gefangenen Teilchen ähnelt hier aber eher der einer Kartoffel, daher spricht

man von Kartoffelorbts. Deren Breite ist im Vergleich zur Breite der Bananenorbts sehr groß. Da die Energiedeposition bei gefangenen Teilchen im Mittel im Zentrum der Bahn stattfindet, bedeutet dies hier Heizung auf einer Flussfläche nahe des Plasmazentrums, insbesondere näher am Zentrum, als sich der Ort der Ionisation befindet.

Bereich ansteigt. Nahe des Zentrums werden die Teilchen weniger auf „Bananenbahnen“ als vielmehr auf „Kartoffelbahnen“ (*potato orbits*) gefangen (Abb. 2.7). Diese haben gegenüber den Bananenbahnen eine deutlich erhöhte Breite, sie haben fast die Form von geschlossenen Bahnen. Da Quelle 1 fast senkrecht einstrahlt, ist die Anzahl der auf solchen Bahnen gefangenen Teilchen vergleichsweise groß und der Effekt tritt hier besonders stark in Erscheinung.

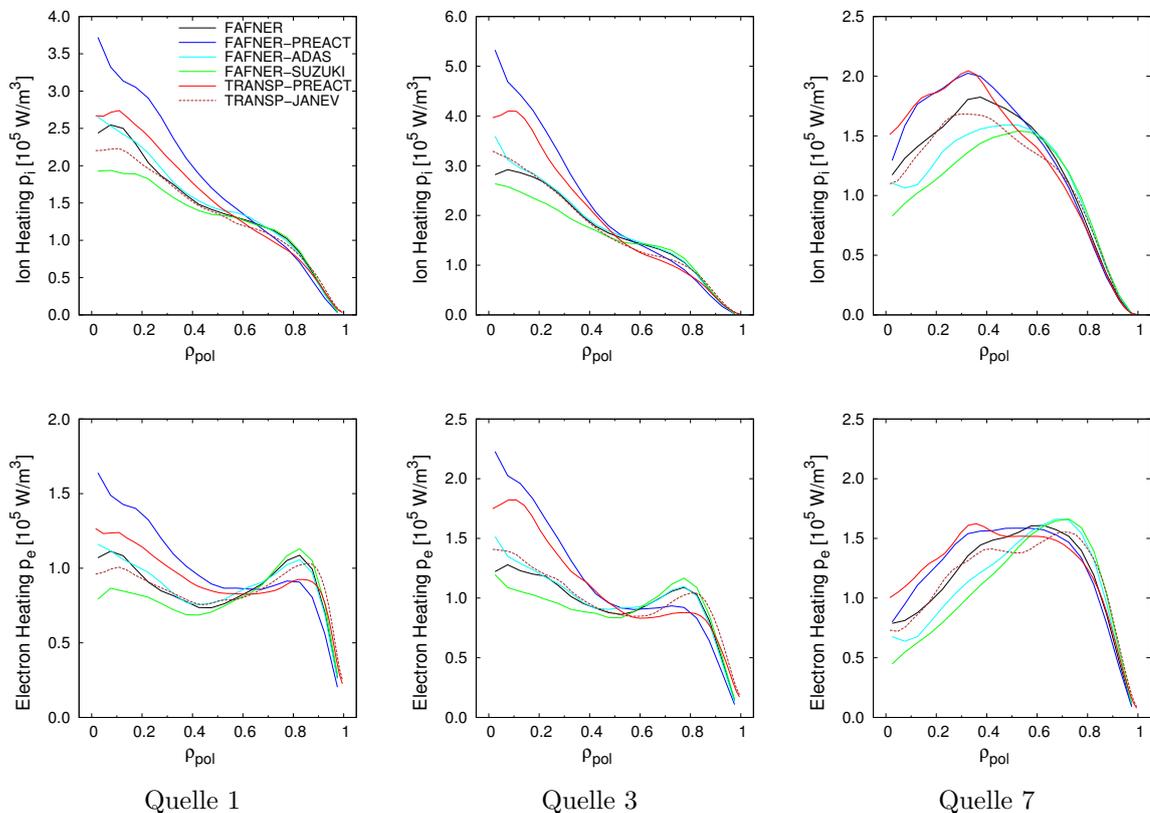


Abb. 2.8.: Ionen- und Elektronenheizung Schuss #17847

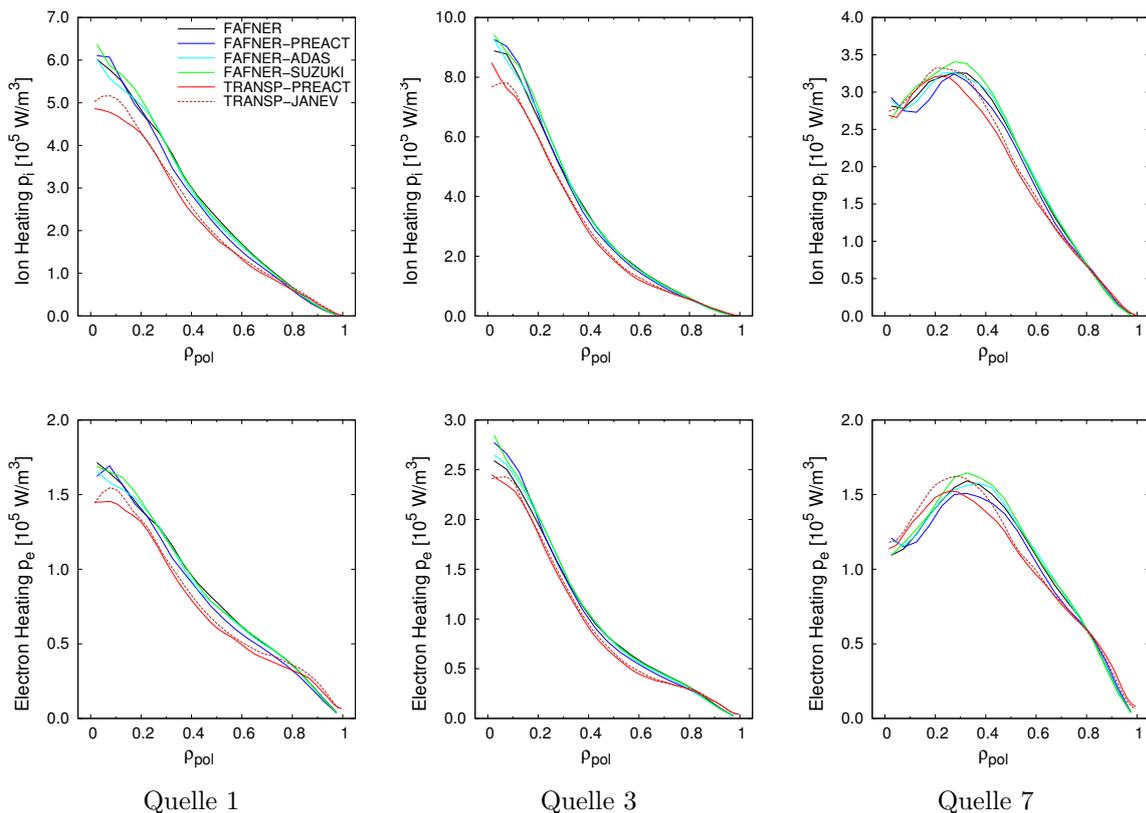


Abb. 2.9.: Ionen- und Elektronenheizung Schuss #17870

2.5. Verunreinigungen

Verunreinigungen sind in der Fusionsphysik alle Plasmabestandteile außer den zu fusionierenden Ionen und den dazugehörigen Elektronen. Im Normalfall also alles außer den drei Wasserstoffisotopen H , D , T . Zu den Verunreinigungen zählt z.B. die Heliumasche He^{2+} , die bei der Fusion entsteht, aber auch Atome, die von der Reaktorinnenwand abgetragen werden. Prominente Vertreter hierfür sind Kohlenstoff und Eisen, und im Falle von ASDEX Upgrade Wolfram.

Die Auswirkung von Verunreinigungen auf die Depositions- und Heizprofile sind bei Strahlenergien bis etwa 100 keV (AUGD: max. 93 keV) eher gering (siehe Abb. B.8). Die Beam Stopping Rate Coefficients skalieren bei diesen Energien in etwa mit der Kernladungszahl. Ebenso skaliert das Verhältnis aus Elektronen- und Ionendichte mit der Kernladungszahl, so dass die Reaktionsrate und somit das Depositionsprofil nur geringfügig von der von Wasserstoff abweicht.

Da die Ratenkoeffizienten für die Ionisation der Neutralteilchen an den Verunreinigungen bei den betrachteten Strahlenergien aber etwas höher sind als die für Wasserstoff, ist die Deposition am Rand des Plasmas etwas höher und im Innern entsprechend verringert (Abb. 2.10). Entsprechend der Deposition ändern sich auch die Heizprofile (Abb. 2.11).

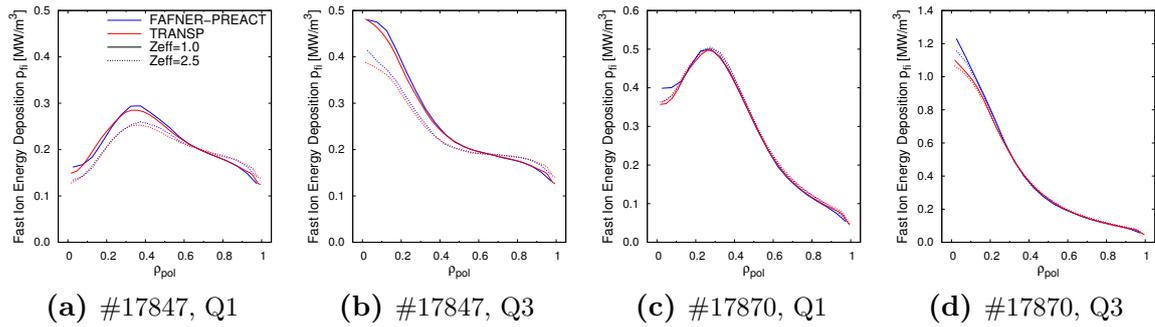


Abb. 2.10.: Deposition der schnellen Ionen mit $Z_{\text{eff}} = 2.5$ (C)

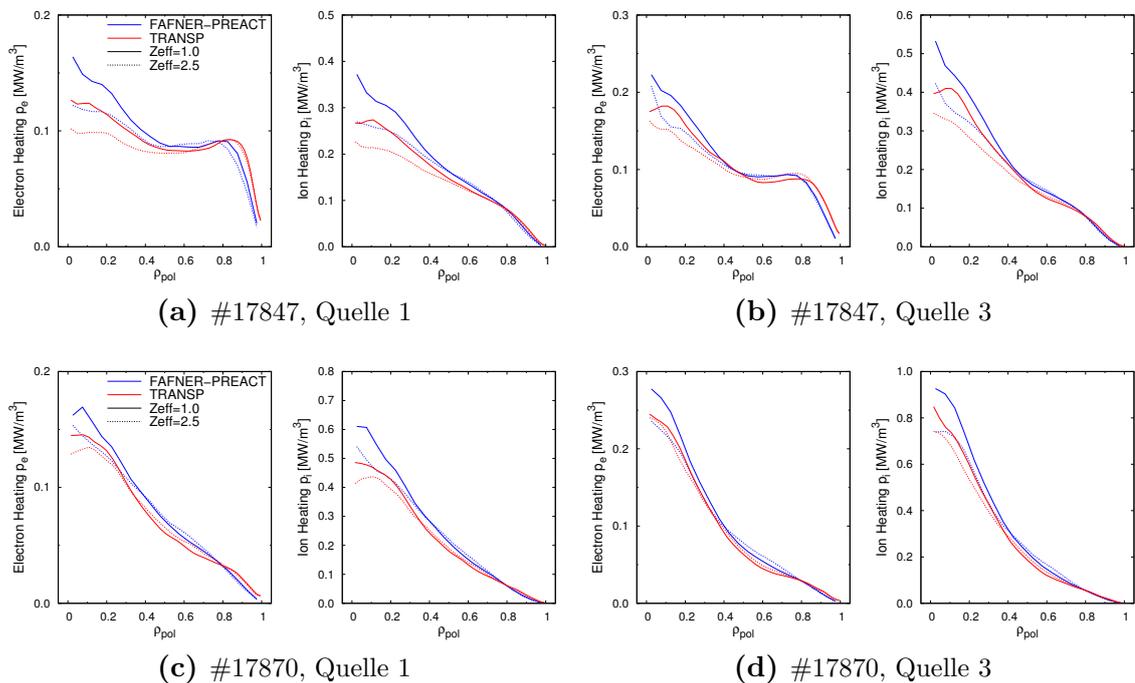


Abb. 2.11.: Elektronen- und Ionenheizung mit $Z_{\text{eff}} = 2.5$ (C)

2.6. Stromtrieb

Schießt man schnelle Neutralteilchen in einen Tokamak, werden diese, nachdem sie ionisiert wurden, vom Magnetfeld „eingefangen“ und bewegen sich entlang der Feldlinien. Hat die Einschussrichtung der Ionen eine tangentielle Komponente, entsteht ein Strom in toroidaler Richtung.

Durch Stöße mit Elektronen werden die Ionen abgebremst, ändern ihre Bewegungsrichtung aber nicht oder nur unwesentlich. Die Kraft, die von den Elektronen auf die Ionen ausgeübt wird, entspricht im Prinzip einer Reibungskraft. Die Elektronen werden durch diese Stöße in dieselbe Richtung beschleunigt, in die sich die Ionen bewegen. Es entsteht ein Strom, der aber aufgrund der entgegengesetzten Ladung der Elektronen in die entgegengesetzte Richtung wie der durch die schnellen Ionen erzeugte Strom zeigt und diesen reduziert oder abschirmt. Im Extremfall rotiert das Plasma, aber es fließt kein Nettostrom.

Wie groß der Anteil des aufgehobenen oder „abgeschirmten“ (*shielded*) Stroms ist, hängt von der effektiven Ladung des Plasmas Z_{eff} , der Kernladung der Beam-Teilchen Z_{Beam} , dem Anteil gefangener (*trapped*) Elektronen und der Kollisionalität ab. Letzterer soll kurz beschrieben werden, bevor auf den Shielding Factor eingegangen wird.

2.6.1. Anteil gefangener Teilchen

Der Anteil gefangener Teilchen f_t (*Trapped Particle Fraction*) geht aus der neoklassischen Theorie hervor [19, 47, 24] als:

$$f_t \equiv 1 - \frac{3}{4} \langle h^2 \rangle \int_0^1 \frac{\lambda d\lambda}{\langle \sqrt{1 - \lambda h} \rangle} \quad (2.28)$$

Dabei gibt $\langle \dots \rangle$ das Flussflächenmittel an, $h \equiv B/B_{\text{max}}$, B ist das lokale Magnetfeld und B_{max} das maximale B-Feld auf einer Flussfläche, $\lambda = \mu/E$ ist der sog. *Pitch Angle*, μ das magnetische Moment und E die Energie.

Eine numerische Lösung von Gl. 2.28 erfordert eine numerische doppelte Integration, was mühsam und zeitaufwendig ist. Daher sucht man nach Möglichkeiten der Vereinfachung.

In FAFNER wird dafür ein sehr einfaches Modell angenommen:

$$f_t \approx \sqrt{1 - (B_{\text{min}}/B_{\text{max}})} \quad (2.29)$$

Mit B_{min} und B_{max} den B-Feld-Minima und Maxima einer Flussfläche.

In TRANSP findet folgende Näherung Verwendung:

$$f_t \approx 1 - \frac{(1 - \epsilon)^2}{\sqrt{1 - \epsilon^2} (1 + 1.46 \sqrt{\epsilon})} \quad \epsilon \equiv \frac{R_{\text{min}}}{R_{\text{maj}}} \quad (2.30)$$

Wobei R_{min} und R_{maj} der kleine und große Radius der betrachteten Flussfläche sind.

Eine weitere, sehr genaue und gut dokumentierte Möglichkeit der Berechnung der Trapped Particle Fraction für allgemeine Tokamak-Gleichgewichte ist die Bildung einer oberen und unteren Grenze für das Integral in Gl. 2.28 und eine gewichtete Mittelung über beide Werte [31]:

$$f_{t,u} = 1 - \frac{\langle h^2 \rangle}{\langle h \rangle^2} \left[1 - \sqrt{1 - \langle h \rangle} \left(1 + \frac{1}{2} \langle h \rangle \right) \right] \quad (2.31)$$

$$f_{t,l} = 1 - \langle h^2 \rangle \left\langle \frac{1}{h^2} \left[1 - \sqrt{1 - h} \left(1 + \frac{1}{2} h \right) \right] \right\rangle \quad (2.32)$$

$$f_t \approx \omega f_{t,u} + (1 - \omega) f_{t,l} \quad (2.33)$$

$$\omega \approx 0.75 \quad (2.34)$$

2.6.2. Shielding Factor

Um den gesamten durch Neutralteilcheninjektion getriebenen Strom j_{NBCD} zu bestimmen, muss man also nicht nur den Strom durch die schnellen Ionen j_{fi} , sondern auch den Strom durch die Elektronen j_{shld} bestimmen. Dieser wird durch den sogenannten *Shielding Factor* f_{shld} quantifiziert.

$$j_{\text{NBCD}} = j_{fi} - j_{shld} = j_{fi} (1 - f_{shld}) \quad \text{mit} \quad j_{shld} = f_{shld} j_{fi} \quad (2.35)$$

Für die Berechnung des Shielding Factors existieren eine Vielzahl von Modellen. Zuerst wurde das Antreiben eines Stromes im Plasma durch Neutralteilcheninjektion von Ohkawa [38] beschrieben. Er erhält für den Shielding Factor

$$j_{\text{NBCD}} = j_{fi} \left[1 - \frac{Z_{\text{Beam}}}{Z_{\text{eff}}} \right] \quad (2.36)$$

Dabei sind aber Effekte durch auf Bananenbahnen gefangene Elektronen noch nicht berücksichtigt. Erstmals kommen diese in den Ausführungen von Connor und Cordey [11] vor. Eine einfachere Beschreibung geben Start, Cordey und Jones [53]:

$$j_{\text{NBCD}} = j_{fi} \left[1 - \frac{Z_{\text{Beam}}}{Z_{\text{eff}}} + 1.46 \sqrt{\epsilon} \frac{Z_{\text{Beam}}}{Z_{\text{eff}}} A(Z_{\text{eff}}) \right] \quad \epsilon = \frac{R_{\text{min}}}{R_{\text{maj}}} \quad (2.37)$$

mit $A = 1.67$ für $Z_{\text{eff}} = 1$ und $A = 1.18$ für $Z_{\text{eff}} = 4$.

In FAFNER ist der Shielding Factor analog zu Kim et al. [28] bzw. Lin-Liu & Hinton [30] implementiert, die von einer neoklassischen Betrachtungsweise ausgehen, also ebenfalls gefangene Teilchen berücksichtigen. Ihre Ableitung setzt voraus, dass die thermische Elektronengeschwindigkeit v_e viel größer als die Geschwindigkeit der schnellen Ionen $u_{fi,\parallel}$ ist. Sie wurde für ein Tokamakplasma mit elliptischer Gestalt und beliebigem Aspektverhältnis im Bananenregime durchgeführt.

Kim et al. geben den Shielding Factor wie folgt an:

$$j_{\text{NBCD}} \equiv j_{fi} \left[1 - \frac{Z_{\text{Beam}}}{Z_{\text{eff}}} F \right] \quad (2.38)$$

$$F \equiv \frac{(Z_{\text{eff}}^2 + 1.41 Z_{\text{eff}}) + g (Z_{\text{eff}}^2 + 0.45 Z_{\text{eff}})}{(Z_{\text{eff}}^2 + 1.41 Z_{\text{eff}}) + g (2 Z_{\text{eff}}^2 + 2.66 Z_{\text{eff}} + 0.75) + g^2 (Z_{\text{eff}}^2 + 1.24 Z_{\text{eff}} + 0.35)} \quad (2.39)$$

Bei Lin-Liu & Hinton findet man:

$$j_{\text{NBCD}} \equiv j_{fi} \left[1 - \frac{Z_{\text{Beam}}}{Z_{\text{eff}}} (1 - G) \right] \quad (2.40)$$

$$G = \frac{g (Z_{\text{eff}}^2 + 2.21 Z_{\text{eff}} + 0.754) + g^2 (Z_{\text{eff}}^2 + 1.243 Z_{\text{eff}} + 0.348)}{(Z_{\text{eff}}^2 + 1.414 Z_{\text{eff}}) + g (2 Z_{\text{eff}}^2 + 2.657 Z_{\text{eff}} + 0.754) + g^2 (Z_{\text{eff}}^2 + 1.243 Z_{\text{eff}} + 0.348)} \quad (2.41)$$

Dabei ist G gleich dem neoklassischen Transportkoeffizienten l_{31} und wird entsprechend Gl. 2.41 angenähert. Ein Vergleich zeigt, dass (abgesehen von der höheren Genauigkeit der Konstanten in Gl. 2.41 gegenüber denen in Gl. 2.39) gilt

$$F = 1 - G$$

In beiden Aufsätzen wird also der gleiche Algorithmus beschrieben!

Vorkommende Größen:

j_{fi}	Stromtrieb durch schnelle Ionen (<i>unshielded current</i>)
j_{NBCD}	Stromtrieb durch NBI (<i>shielded current</i>)
R_{maj}	großer Radius des Zentrums der betrachteten Flussfläche
R_{min}	kleiner Radius der betrachteten Flussfläche
Z_{eff}	effektive Kernladungszahl des Plasmas
Z_{Beam}	Kernladungszahl der schnellen Ionen
f_t	Trapped Particle Fraction
$g = f_t/(1 - f_t)$	Verhältnis der Anteile gefangener und nicht gefangener Teilchen

In TRANSP ist ein anderer, weniger gut dokumentierter Algorithmus implementiert. Die folgenden Gleichungen wurden aus dem Sourcecode der TRANSP Funktion JBSHLD rekonstruiert (siehe Anhang C.4). Die Herkunft dieses Algorithmus konnte größtenteils, wie in Anhang C beschrieben, auf zwei Aufsätze von Hirshman [22, 24] zurückgeführt werden.

Der durch Neutralteilcheninjektion getriebene Strom ist definiert als:

$$j_{\text{NBCD}} \equiv j_{fi} \left[1 - \frac{Z_{\text{Beam}}}{Z_{\text{eff}}} (1 - H) \right] \quad (2.42)$$

Im Sourcecode ist die normierte Stoßrate der Elektronen ν_e^* angegeben als:

$$\nu_e^* = 6.92 \times 10^{-14} \frac{q n_e \ln \Lambda_e}{T_e^2} \sqrt{\frac{R_{\text{maj}}^5}{R_{\text{min}}^3}} \quad \epsilon = \frac{R_{\text{min}}}{R_{\text{maj}}} \quad (2.43)$$

Anschließend werden mehrere Faktoren definiert, aus denen sich H zusammensetzt:

$$\begin{aligned} A_{11} &= 3.44 Z_{\text{eff}} + \frac{0.52 - 0.42 Z_{\text{eff}}}{1 + 1.35 Z_{\text{eff}}} \\ B_{11} &= 0.56 + 0.96 Z_{\text{eff}} \\ C_{11} &= 0.25 Z_{\text{eff}} + \frac{0.14 + 0.55 Z_{\text{eff}}}{1 + 5 Z_{\text{eff}}} \\ D_{11} &= 0.51 Z_{\text{eff}} + \frac{0.7 + 0.78 Z_{\text{eff}}}{1 + Z_{\text{eff}}} \\ K_{11} &= \frac{0.53 + Z_{\text{eff}}}{(1 + \sqrt{A_{11} \nu_e^* + B_{11} \nu_e^*}) (1 + \sqrt{C_{11} \nu_e^* \epsilon^{3/2} + D_{11} \nu_e^* \epsilon^{3/2}})} \end{aligned} \quad (2.44)$$

$$\begin{aligned} A_{12} &= 0.31 Z_{\text{eff}} + \frac{0.1 + 0.084 Z_{\text{eff}}}{1 + 1.3 Z_{\text{eff}}} \\ B_{12} &= 0.26 + 0.35 Z_{\text{eff}} \\ C_{12} &= 0.081 Z_{\text{eff}} + \frac{0.072 + 0.15 Z_{\text{eff}}}{1 + 3 Z_{\text{eff}}} \\ D_{12} &= 0.29 Z_{\text{eff}} + \frac{0.42 + 0.62 Z_{\text{eff}}}{1 + 1.42 Z_{\text{eff}}} \\ K_{12} &= \frac{0.71 + Z_{\text{eff}}}{(1 + \sqrt{A_{12} \nu_e^* + B_{12} \nu_e^*}) (1 + \sqrt{C_{12} \nu_e^* \epsilon^{3/2} + D_{12} \nu_e^* \epsilon^{3/2}})} \end{aligned} \quad (2.45)$$

$$H = f_t \frac{1.5 Z_{\text{eff}} (K_{12} - 2.5 K_{11}) + (\sqrt{2} + 3.25 Z_{\text{eff}}) K_{11}}{Z_{\text{eff}} (\sqrt{2} + 3.25 Z_{\text{eff}}) - 2.25 Z_{\text{eff}}^2} \quad (2.46)$$

Zu Vergleichszwecken wurde dieser Algorithmus ebenfalls in FAFNER übernommen.

Vorkommende Größen:

R_0	großer Radius der magnetischen Achse
B_φ	Poloidalfeld auf der magnetischen Achse
q	Sicherheitsfaktor
n_e	Elektronendichte
T_e	Elektronentemperatur
$\ln \Lambda_e$	Coulomb-Logarithmus der Elektronen
ν_e^*	normierte Kollisionalität der Elektronen

Ein entscheidender Unterschied zum Algorithmus von Kim et al. bzw. Lin-Liu und Hinton ist die Berücksichtigung der Kollisionalität ν_e^* im TRANSP Algorithmus. Vernachlässigt man die Kollisionalität $\nu_e^* = 0$, ergibt sich

$$\begin{aligned} K_{11}^{(0)} &= 0.53 + Z_{\text{eff}} \\ K_{12}^{(0)} &= 0.71 + Z_{\text{eff}} \end{aligned}$$

Für $H^{(0)}$ erhält man damit

$$\begin{aligned} H^{(0)} &= f_t \frac{1.5 Z_{\text{eff}} (0.71 + Z_{\text{eff}} - 2.5 (0.53 + Z_{\text{eff}})) + (1.41 + 3.25 Z_{\text{eff}}) (0.53 + Z_{\text{eff}})}{Z_{\text{eff}} (1.41 + 3.25 Z_{\text{eff}}) - 2.25 Z_{\text{eff}}^2} \\ &= f_t \frac{0.75 + 2.21 Z_{\text{eff}} + Z_{\text{eff}}^2}{1.41 Z_{\text{eff}} + Z_{\text{eff}}^2} \end{aligned} \quad (2.47)$$

Diese Gleichung zeigt eine gewisse Ähnlichkeit zu der von Lin-Liu/Hinton (Gl. 2.41 mit $g = f_t/(1 - f_t)$ ausmultipliziert):

$$G = f_t \frac{(0.75 + 2.21 Z_{\text{eff}} + Z_{\text{eff}}^2) - f_t (0.4 + 0.97 Z_{\text{eff}})}{(1.41 Z_{\text{eff}} + Z_{\text{eff}}^2) + f_t (0.75 - 0.16 Z_{\text{eff}}) - f_t^2 (0.4 + 0.01 Z_{\text{eff}})}$$

wobei letztere noch höhere Ordnungen in f_t enthält. Zerlegt man diese Gleichung in ihre einzelnen Bestandteile

$$G = f_t \frac{Z}{N} = f_t \frac{Z_1 - f_t Z_2}{N_1 + f_t N_2 - f_t^2 N_3}$$

ist die Gleichung für den Hirshman Algorithmus unter Vernachlässigung der Kollisionalität (Gl. 2.47) gleich

$$H^{(0)} = f_t \frac{Z_1}{N_1}$$

Für $Z_{\text{eff}} = 1$ ergeben sich damit folgende Beispielwerte:

f_t	Z_1	$f_t Z_2$	N_1	$f_t N_2$	$f_t^2 N_3$	Z	N	$H^{(0)}$	G
0.5	3.960	0.685	2.410	0.455	0.103	3.275	2.763	0.822	0.593
0.6	3.960	0.822	2.410	0.546	0.148	3.138	2.808	0.986	0.670
0.7	3.960	0.959	2.410	0.637	0.201	3.001	2.846	1.150	0.738

Vergleicht man Z und Z_1 , N und N_1 sowie G und $H^{(0)}$, sieht man, dass die höheren Ordnungen in f_t signifikant zum Ergebnis beitragen und in diesem Beispiel einen um bis zu 35% kleineren Shielding Factor zur Folge haben.

Betrachtet man jedoch realistischere Fälle, d.h. mit höherem Z_{eff} , sieht man, dass die Bedeutung der höheren Ordnungen in f_t abnimmt. Für $Z_{\text{eff}} = 1.75$ erhält man

f_t	Z_1	$f_t Z_2$	N_1	$f_t N_2$	$f_t^2 N_3$	Z	N	$H^{(0)}$	G
0.5	7.680	1.049	5.530	0.515	0.104	6.631	5.941	0.694	0.558
0.6	7.680	1.259	5.530	0.618	0.150	6.422	5.998	0.833	0.641
0.7	7.680	1.468	5.530	0.721	0.205	6.212	6.046	0.972	0.719

und für $Z_{\text{eff}} = 2.5$

f_t	Z_1	$f_t Z_2$	N_1	$f_t N_2$	$f_t^2 N_3$	Z	N	$H^{(0)}$	G
0.5	12.53	1.413	9.775	0.575	0.106	11.11	10.24	0.641	0.542
0.6	12.53	1.695	9.775	0.690	0.153	10.83	10.31	0.769	0.630
0.7	12.53	1.978	9.775	0.805	0.208	10.55	10.37	0.897	0.712

Für $Z_{\text{eff}} = 1.75$ verringern sich die Werte durch die Berücksichtigung der höheren Ordnungen in f_t nur noch um max. 25% gegenüber denen des Hirshman-Algorithmus (unter Vernachlässigung der Kollisionalität), für $Z_{\text{eff}} = 2.5$ nur noch um max 20%.

2.6.3. Vergleich von Stromtrieb und Shielding Factor in FAFNER und TRANSP/NUBEAM

Es zeigt sich, dass mit der Verwendung von PREACT in FAFNER die Profile des Stroms durch schnelle Ionen von FAFNER und TRANSP in den meisten Fällen besser übereinstimmen (Abb. 2.12 und 2.13). Für die Quellen 3, 6 und 7 stimmen die Resultate beider Codes qualitativ sehr gut überein, lediglich die Höhe des Maximums ist in TRANSP und FAFNER verschieden (10%...20%). Auch der Gesamtstrom ist bei diesen Quellen in beiden Codes fast gleich (Tabelle 2.1 und 2.2, Unterschied $< 10\%$) Für die Quelle 1 ergeben sich größere Abweichungen, ebenso für Quelle 5 (hier nicht geplottet). Die Übereinstimmung zwischen FAFNER und TRANSP wird hier vom Rand zum Zentrum immer schlechter. Der Gesamtstrom unterscheidet sich um $\simeq 20\%$. Eine mögliche Ursache hierfür sind Geometrieeffekte, die z.B. den Anteil der gefangenen Teilchen beeinflussen können. Dafür spricht, dass die Unterschiede bei den eher radialen Quellen am größten sind. Bei diesen Quellen werden die meisten

Teilchen auf Bananenbahnen eingefangen, ein solcher Geometrieeffekt käme hier also am stärksten zum Tragen.

Ausgeschlossen werden konnten bereits Unterschiede in der Berechnung des Stroms durch die schnellen Ionen. Diese geschieht zwar in beiden Codes leicht unterschiedlich, eine Implementierung des NUBEAM-Algorithmus in FAFNER hat aber nahezu identische Ergebnisse wie der FAFNER-Algorithmus geliefert.

Für den abgeschirmten Strom (Abb. 2.12 und 2.13 jeweils unten) zeigt sich, dass auch dieser bei Verwendung des gleichen Shielding Algorithmus in beiden Codes besser übereinstimmt. Die verbleibenden Unterschiede kann man auf die verschiedenen Ergebnisse des Stroms durch schnelle Ionen zurückführen, die sich hier natürlich fortsetzen. Wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird, stimmt der Shielding Factor bei gleichem Algorithmus in beiden Codes nahezu überein.

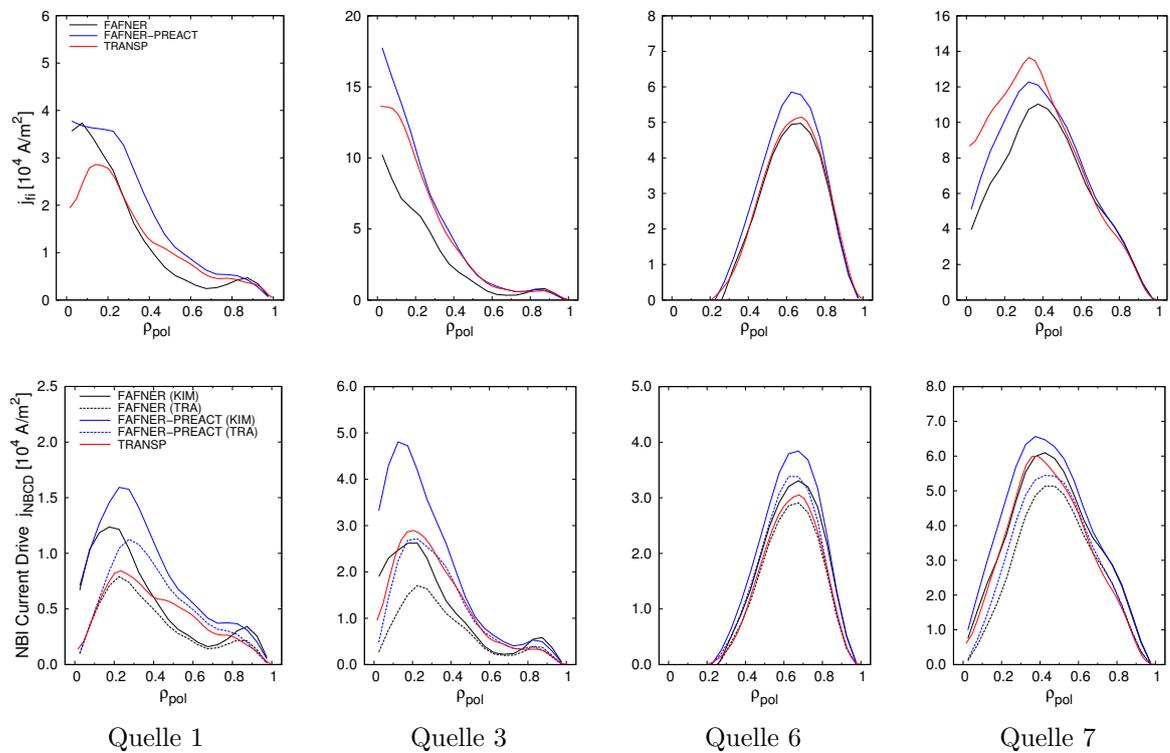


Abb. 2.12.: Stromtrieb durch schnelle Ionen j_{fi} und Nettostrom j_{NBCD} #17847

		Q1	Q3	Q6	Q7
FAFNER	I_{KIM}	$4.09E + 03$	$7.33E + 03$	$1.90E + 04$	$3.27E + 04$
	I_{TRA}	$2.80E + 03$	$5.10E + 03$	$1.55E + 04$	$2.62E + 04$
FAFNER-PREACT	I_{KIM}	$5.90E + 03$	$1.07E + 04$	$2.16E + 04$	$3.45E + 04$
	I_{TRA}	$4.38E + 03$	$7.68E + 03$	$1.76E + 04$	$2.77E + 04$
TRANSP	I_{TRA}	$3.71E + 03$	$7.55E + 03$	$1.62E + 04$	$2.81E + 04$

Tab. 2.1.: Gesamtstrom Schuss #17847 (integriert über alle Flussflächen)

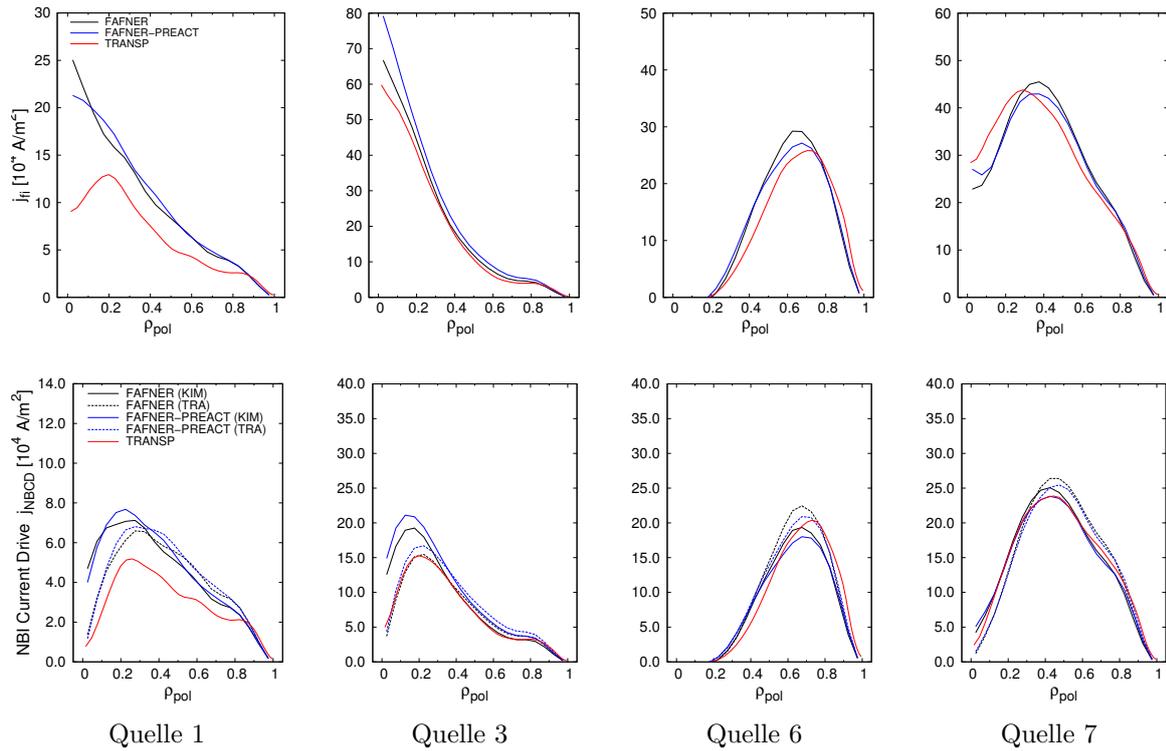


Abb. 2.13.: Stromtrieb durch schnelle Ionen j_{fi} und Nettostrom j_{NBCD} #17870

		Q1	Q3	Q6	Q7
FAFNER	I_{KIM}	$3.36E + 04$	$5.17E + 04$	$1.14E + 05$	$1.34E + 05$
	I_{TRA}	$3.56E + 04$	$5.26E + 04$	$1.29E + 05$	$1.46E + 05$
FAFNER-PREACT	I_{KIM}	$3.48E + 04$	$5.88E + 04$	$1.12E + 05$	$1.34E + 05$
	I_{TRA}	$3.69E + 04$	$6.00E + 04$	$1.27E + 05$	$1.46E + 05$
TRANSP	I_{TRA}	$2.66E + 03$	$4.98E + 03$	$1.29E + 04$	$1.41E + 04$

Tab. 2.2.: Gesamtstrom Schuss #17870 (integriert über alle Flussflächen)

Shielding Factor und Trapped Particle Fraction

In Abbildung 2.14 ist ein Vergleich der verschiedenen Algorithmen für den Shielding Factor und die Trapped Particle Fraction in FAFNER und TRANSP gezeigt.

All diese Rechnungen sind für Schuss #17847 und Quelle 3 mit PREACT und $Z_{\text{eff}} = 1.0$ erfolgt. In Tabelle 2.3 sind die verwendeten Algorithmen für Stromtrieb und Trapped Particle Fraction aufgeführt.

Die Implementierung der Trapped Particle Fraction nach Lin-Liu / Miller (Gl. 2.31 - 2.34) in FAFNER zeigt für das betrachtete Beispiel sehr gute Übereinstimmung mit dem zuvor implementierten, einfachen FAFNER-Algorithmus (Gl. 2.29). Lediglich im Außenbereich ($\rho_{\text{pol}} \gtrsim 0.7$) gibt es marginale Abweichungen. Die Trapped Particle Fraction aus TRANSP (FAFNER-TRA, Gl. 2.30) unterscheidet sich deutlicher von den beiden erstgenannten.

Im Shielding Factor setzen sich diese Abweichungen in f_t dann fort. Weit größere Unterschiede fördert aber die Verwendung der unterschiedlichen Algorithmen für die Berechnung des Shielding Factors selbst zu Tage.

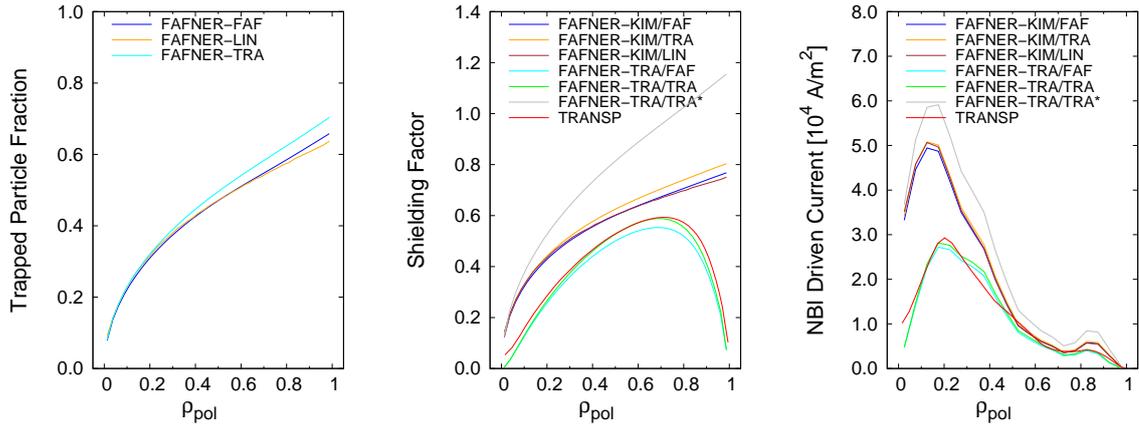


Abb. 2.14.: Shielding Factor und Stromtrieb Schuss #17847 Quelle 3

Kurve	Shielding Factor	Trapped Particle Fraction
FAFNER-KIM/FAF	Kim et al.	FAFNER
FAFNER-KIM/TRA	Kim et al.	TRANSP
FAFNER-KIM/LIN	Kim et al.	Lin-Liu/Miller
FAFNER-TRA/FAF	TRANSP	FAFNER
FAFNER-TRA/TRA	TRANSP	TRANSP
TRANSP	TRANSP	TRANSP

Tab. 2.3.: Bei den einzelnen Rechnungen in Abb. 2.14 verwendete Algorithmen

Der Algorithmus aus TRANSP (Gl. 2.46) zeigt deutliche Abweichungen zu den Algorithmen nach Kim et al. (Gl. 2.39) bzw. Lin-Liu / Hinton (Gl. 2.41), was im wesentlichen an der bei TRANSP berücksichtigten Kollisionalität liegt, die bei Kim/Lin-Liu vernachlässigt wird.

Der Algorithmus aus TRANSP stimmt unter Vernachlässigung der Kollisionalität (FAFNER-TRA/TRA*) qualitativ gut mit dem Algorithmus nach Kim/Lin-Liu überein. Quantitativ ist der Shielding Factor hier aber um etwa einen Faktor 1.5 größer. Dies liegt an den höheren Ordnungen der Trapped Particle Fraction im Kim/Lin-Liu-Algorithmus, die dafür sorgen, dass der Shielding Factor reduziert wird.

Die zuvor beschriebenen Abweichungen in den Abschirmfaktoren treten natürlich wiederum im Gesamtstrom durch Neutralteilchenheizung j_{NBCD} zutage.

		Q1	Q3	Q6	Q7
FAFNER	KIM/FAF	$5.90E + 03$	$1.07E + 04$	$2.16E + 04$	$3.45E + 04$
	KIM/TRA	$6.13E + 03$	$1.11E + 04$	$2.25E + 04$	$3.60E + 04$
	KIM/LIN	$5.89E + 03$	$1.07E + 04$	$2.14E + 04$	$3.45E + 04$
	TRA/FAF	$4.15E + 03$	$7.31E + 03$	$1.66E + 04$	$2.62E + 04$
	TRA/TRA	$4.38E + 03$	$7.68E + 03$	$1.76E + 04$	$2.77E + 04$
	TRA/TRA ($\nu_e^* = 0$)	$8.04E + 03$	$1.43E + 04$	$3.05E + 04$	$4.75E + 04$
TRANSP	TRA/TRA	$3.71E + 03$	$7.55E + 03$	$1.62E + 04$	$2.81E + 04$

Tab. 2.4.: Gesamtstrom Schuss #17847 (integriert über alle Flussflächen)

2.6.4. Stromtrieb mit Verunreinigungen

Anders als bei Deposition und Heizung ist es mit den Auswirkungen von Verunreinigungen auf den Stromtrieb. Obschon der Strom durch die schnellen Ionen bei Vorhandensein von Verunreinigungen ebenfalls verringert ist (Abb. 2.16 und 2.17 oben), ist der Gesamtstrom meist größer als (oder zumindest genau so groß wie) ohne Verunreinigungen (Abb. 2.16 und 2.17 unten). Dies liegt daran, dass der Shielding Factor umgekehrt proportional zu Z_{eff} ist (Gl. 2.36), also mit steigender Verunreinigungskonzentration abnimmt.

An diesen Beispielen kann man auch sehr schön die unterschiedlichen Abhängigkeiten der Shielding Faktoren sehen. In FAFNER sind die Unterschiede zwischen den beiden Stromtriebalgorithmien für $Z_{\text{eff}} = 2.5$ (blaue und schwarze gestrichelte Kurve in Abb. 2.16 und 2.17) bedeutend kleiner als für $Z_{\text{eff}} = 1.0$ (blaue und schwarze durchgezogene Kurve in Abb. 2.16 und 2.17), da, wie zuvor an einigen Beispielen verdeutlicht, die Bedeutung der höheren Ordnungen in der Trapped Particle Fraction im Kim/Lin-Liu Algorithmus mit steigendem Z_{eff} abnimmt. Das gleiche sieht man auch, wenn man in Abb. 2.15 den Shielding Factor direkt betrachtet. Die jeweils gleichfarbigen durchgezogenen und gestrichelten Kurven (Hirshman bzw. Kim/Lin-Liu) liegen für $Z_{\text{eff}} = 1.0$ (blau und rot) deutlich weiter auseinander als für $Z_{\text{eff}} = 2.5$ (cyan und magenta).

Ebenfalls gut ersichtlich ist die Abhängigkeit der Unterschiede in den Ergebnissen der Algorithmien von der Kollisionsalität. Für Schuss #17847 (hohe Kollisionsalität, blaue Kurve in Abb. 2.15) liegen die Kurven des Shielding Factors für Hirshman und Kim/Lin-Liu deutlich weiter auseinander als für Schuss #17870 (niedrige Kollisionsalität, rote Kurve). Die durch den Hirshman-Algorithmus eingeführten Korrekturen für beliebige Kollisionsalitätsregime spielen im zweiten Fall eine weit geringere Rolle, als im ersten Fall. Für Schuss #17870 ist die Annahme der Kollisionsfreiheit also eher gerechtfertigt als für Schuss #17847. Die beiden Algorithmien liefern aber ähnliche Ergebnisse nicht etwa für eine Kollisionsalität von null, wie in Gl. 2.47 angenommen, sondern für eine kleine Kollisionsalität im Bereich $10^{-2} \dots 10^{-1}$.

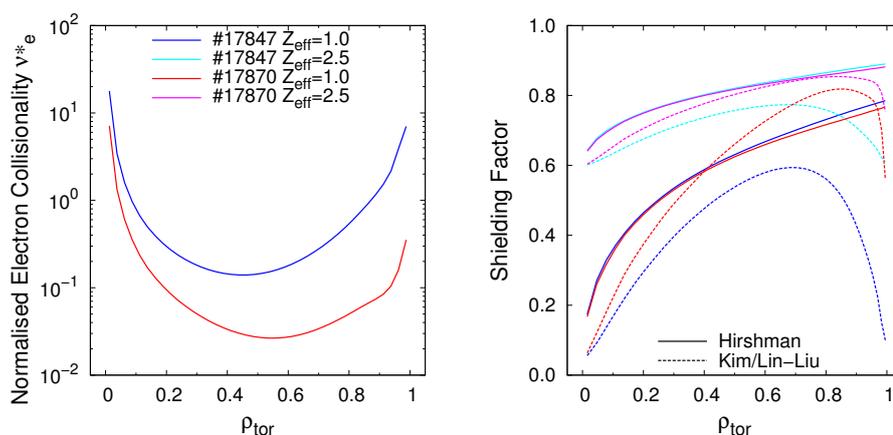


Abb. 2.15.: Kollisionsalität und Shielding Factor. Bei geringer Kollisionsalität (#17870) sind die Unterschiede zwischen den beiden Stromtriebalgorithmien deutlich geringer als bei hoher Kollisionsalität (#17847).

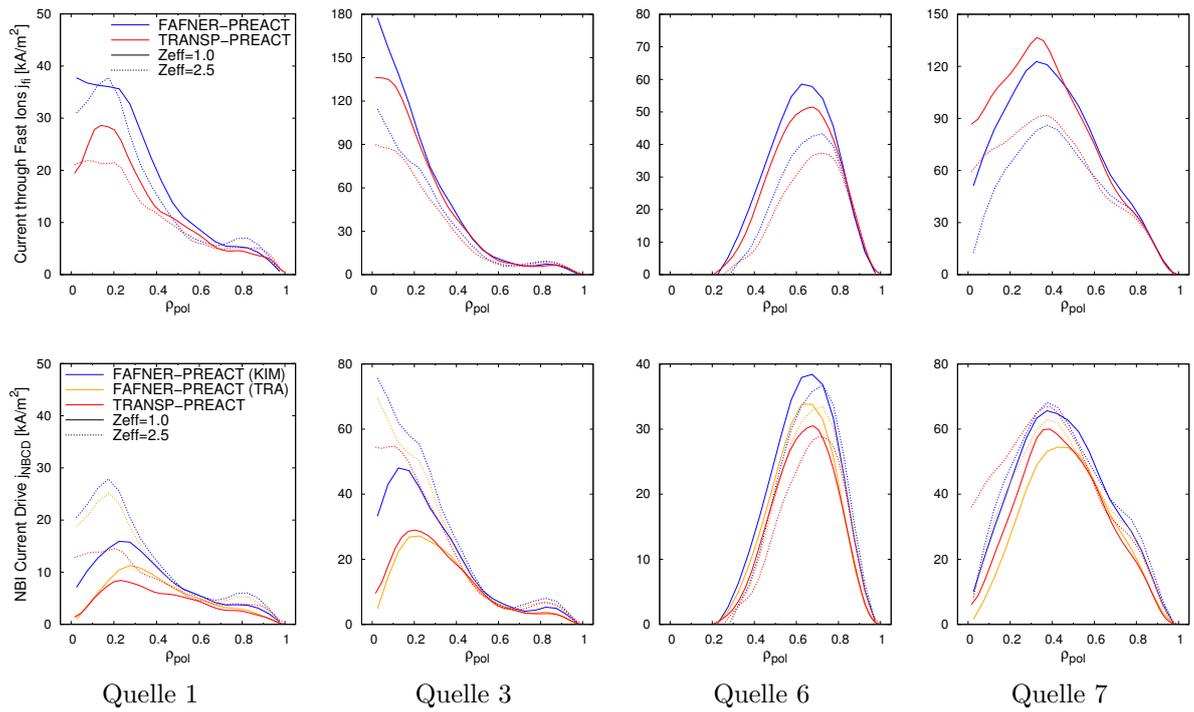


Abb. 2.16.: Stromtrieb durch schnelle Ionen und Nettostrom Schuss #17847 mit $Z_{\text{eff}} = 2.5$ (C)

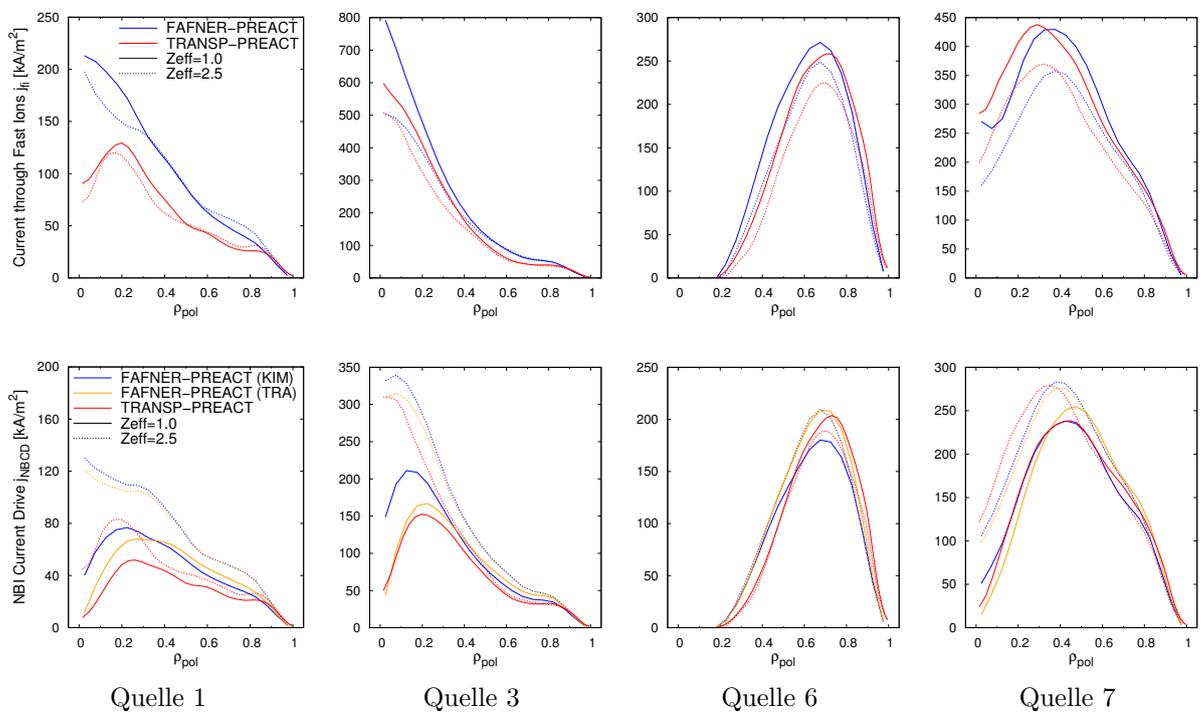


Abb. 2.17.: Stromtrieb durch schnelle Ionen und Nettostrom Schuss #17870 mit $Z_{\text{eff}} = 2.5$ (C)

2.7. Einfluss verschiedener plasmaphysikalischer Effekte auf die Ergebnisse von TRANSP

Im Folgenden ist eine Übersicht über den Einfluss verschiedener physikalischer Effekte, die bei den Benchmark-Simulationen vernachlässigt wurden, auf die zuvor betrachteten Profile gegeben. Die roten Kurven entsprechen dabei TRANSP Runs, bei denen alle Effekte abgeschaltet wurden (*all off*). Bei den blauen Kurven wurden Finite Larmor Radius (*FLR*) Effekte⁶ berücksichtigt, bei den grünen Kurven die Auswirkungen von neutralisierendem Ladungsaustausch (*CX*), bei den cyanfarbenen Kurven beide Effekte (*FLR+CX*). Bei den magentafarbenen Kurven wurde die Rotation (v_{tor}) des Plasmas berücksichtigt. Die orangenen Kurven wurden mit einer realistischen Verteilung der Strahlenergien gerechnet (46.8% $E_{1/1}$, 36.4% $E_{1/2}$, 16.8% $E_{1/3}$).

Im Fall hoher Dichte (#17847) hat die Berücksichtigung der Halb- und Drittelenergieanteile auf alle Profile den größten Effekt. Im Fall geringer Dichte (#17870) zeigen sich dadurch auf die Deposition der Teilchen kaum Auswirkungen. Aber das Verhältnis der Energieabgabe der schnellen Teilchen auf Elektronen und Ionen ist natürlich ein Anderes. Die meisten anderen Effekte zeigen hier ebenfalls vernachlässigbare Auswirkungen. Lediglich die Berücksichtigung von v_{tor} ist für den Stromtrieb wichtig. Dieser wird hierdurch im Niedrigdichtefall signifikant reduziert. Die FLR-Effekte haben im Hochdichtefall bei den Quellen 1, 2, 5 und 6 eine Erhöhung der Heiz- und Stromtriebsprofile nahe dem Zentrum zur Folge. Die tangentielle Quelle 7 zeigt ein entgegengesetztes Verhalten. Bei den Quellen 3, 4 und 8 ist der Effekt vernachlässigbar. Im Niedrigdichtefall ist dieser Effekt bei allen Quellen außer Quelle 7 vernachlässigbar, wobei diese hier ein umgekehrtes Verhalten zeigt, also durch die Berücksichtigung der FLR-Effekte im Innern leicht erhöhte Profile resultieren.

⁶ FLR Effekte werden in TRANSP/NUBEAM sowohl bei der Berechnung der atomaren Daten für die Deposition als auch für die Berechnung der Kollisionsoperatoren für die Abbremsung der schnellen Ionen und für die Berechnung von Fusionsraten berücksichtigt. Dabei wird der Abstand zum Gyrationzentrum mittels eines zufälligen Gyrationwinkels bestimmt.

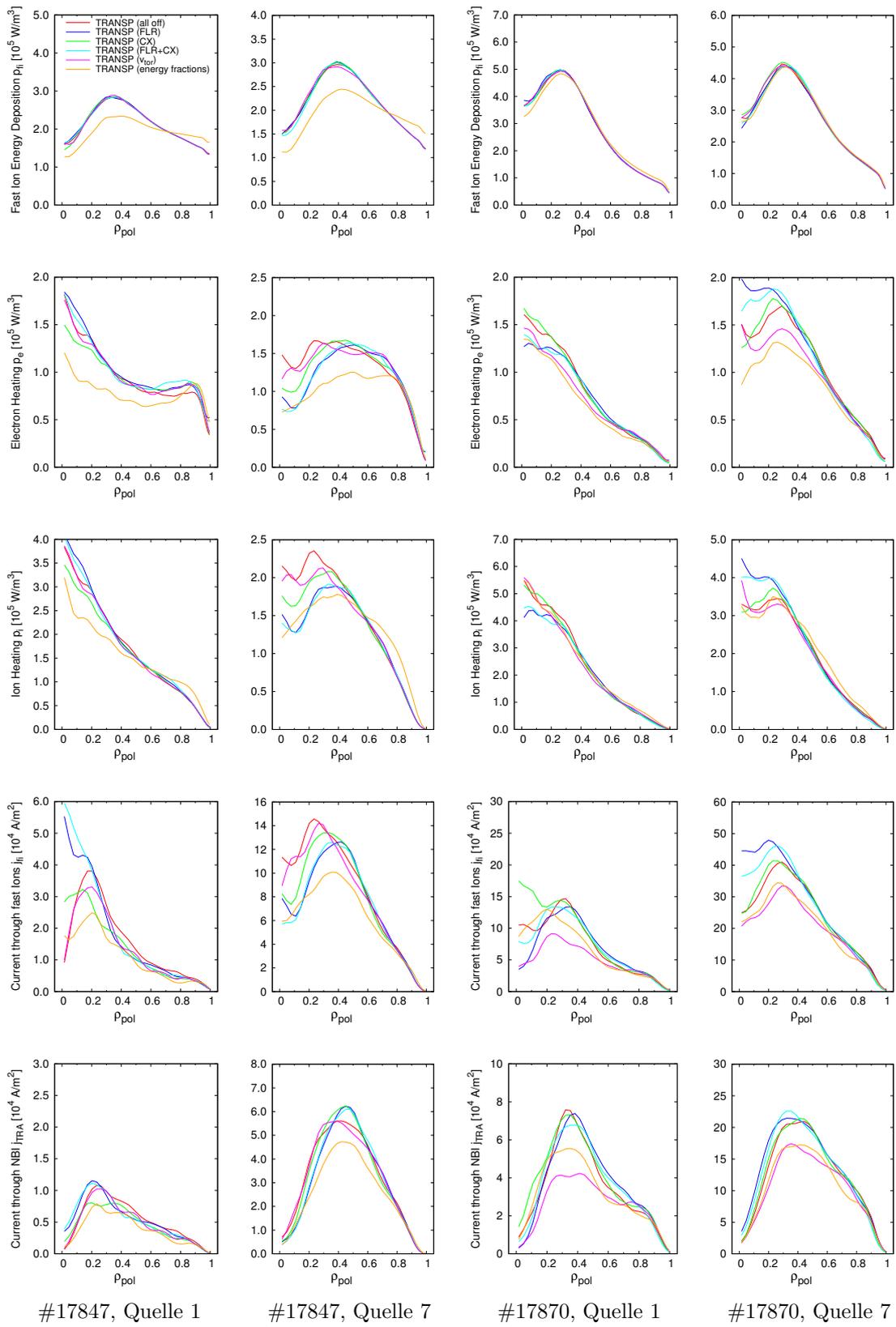


Abb. 2.18.: Einfluss verschiedener TRANSP Optionen

2.8. Zusammenfassung

Es konnte gezeigt werden, dass FAFNER und TRANSP/NUBEAM unter der Voraussetzung gleicher Eingangsdaten und gleicher Ionisations- und Stromtriebmodelle weitestgehend gute Übereinstimmung in den berechneten Profilen der Deposition der schnellen Ionen, der Heizung von Ionen und Elektronen sowie des Stromtriebs aufweisen.

Es hat sich als entscheidend erwiesen, das Plasma in beiden Codes möglichst identisch abzubilden, das betrifft insbesondere das Gleichgewicht, da ansonsten die Gleichgewichtskordinaten in beiden Codes unterschiedliche räumliche Koordinaten beschreiben können und dadurch bspw. Dichte- und Temperaturprofile gestreckt oder gestaucht werden können.

Nach der Implementierung des in TRANSP standardmäßig verwendeten Ionisationsmodells PREACT in FAFNER hat sich eine nahezu perfekte Übereinstimmung der Depositionsprofile in beiden Codes ergeben. Auch die Übereinstimmung der Heiz- und Stromtriebsprofile hat sich verbessert, obschon dabei noch Unterschiede, insbesondere bei den eher radialen Quellen, bestehen bleiben, deren Ursache noch nicht abschließend geklärt werden konnte. Die Übereinstimmung des Stromtriebs insbesondere bei den hierfür wichtigen tangentialen Quellen 6 und 7 ist aber bereits recht gut.

Die Implementierung des in NUBEAM verwendeten Algorithmus für den Shielding Factor des Stromtriebs hat die Unterschiede des durch Neutralteilcheninjektion in beiden Codes auf diejenigen des Stroms durch schnelle Ionen reduziert. Die Abschirmfaktoren selbst sind damit bei gleichem Modell in beiden Codes nahezu identisch. Fraglich bleibt jedoch die Genauigkeit beider Algorithmen, da beide Algorithmen Einschränkungen aufweisen, die keine allgemeine Gültigkeit besitzen. Da diese Frage noch nicht geklärt ist, sollte als Alternative der Algorithmus von Kim/Lin-Liu in NUBEAM implementiert werden.

Weiterhin konnte gezeigt werden, dass die Berücksichtigung der angeregten Zustände der Strahlröhre bei hoher Dichte von entscheidender Bedeutung sowohl für die Depositions- und Heizprofile als auch für den Stromtrieb ist. Da ADAS zum einen auf teils neueren atomaren Datensammlungen beruht, zum anderen eine größere Gemeinde von Nutzern und Mitwirkenden hat und ständig erweitert und aktualisiert wird, empfiehlt es sich, diese Daten als zusätzliche Option in TRANSP/NUBEAM zur Verfügung zu stellen.

Noch zu klären ist die genaue Herkunft der Unterschiede in den Heizprofilen, insbesondere der Elektronen, und im Strom durch die schnellen Ionen.

3. Alternative Modelle für Ionisation und Stromtrieb in NUBEAM

In diesem Kapitel wird die Implementierung von ADAS und dem Stromtriebalgorithmus nach Kim/Lin-Liu in NUBEAM beschrieben. Zuerst werden einige technische Aspekte erklärt, welche Probleme bei der Implementierung auftraten, und wie sie gelöst werden konnten. Danach folgt ein Vergleich der Ergebnisse mit den neuen Modellen und den vorherigen Ergebnissen, und am Ende eine kurze Zusammenfassungen mit einigen Ansätzen, wie diese Arbeit fortgesetzt werden könnte.

3.1. Implementierung von ADAS in NUBEAM

Bei der Implementierung von ADAS in TRANSP/NUBEAM traten einige Schwierigkeiten auf, die es zu umgehen galt.

Das erste Problem ist, dass das ADAS Excited State Model nur einen Total Beam Stopping Rate Coefficient bereitstellt. Die Anteile für Ladungsaustausch, Ionenstoßionisation und Elektronenstoßionisation sind nicht als getrennte Datensätze vorhanden. NUBEAM benötigt aber für einige Berechnungen (z.B. des Beam Halos) separate Daten für Ladungsaustausch und Ionenstoßionisation. In FAFNER wurden an dieser Stelle der Einfachheit halber die „alten“ Daten von Freeman and Jones benutzt.

Die ADAS Distribution enthält aber neben dem Excited State Model auch Grundzustandsdaten. Diese wiederum liegen für alle drei Ionisationsprozesse gesondert vor. Der Weg, der nun eingeschlagen wurde, um diese Limitierung zu umgehen, war für die Excited State Daten auf dem dreidimensionalen Gitter (Koordinatenachsen: Strahlenergie, Plasmadichte und Ionentemperatur) und für jede Species i analog zu Gl. 2.9 einen Skalierungsfaktor η zu berechnen:

$$\eta_i = \frac{\langle \sigma v \rangle_{exc,i} n_e}{\langle \sigma v \rangle_{ei} n_e + [\langle \sigma v \rangle_{cx} + \langle \sigma v \rangle_{ii}]_i n_i} \quad (3.1)$$

Das bedeutet, einen Faktor, der angibt, um wieviel sich die Excited State Daten gegenüber den Grundzustandsdaten ändern. Dieser Faktor wurde für den Gesamtratenkoeffizienten berechnet. Anschließend wurde er auf die Grundzustandsdaten der einzelnen Prozesse angewandt, um so approximative Werte für deren Anteile im Excited State Model zu erlangen.

$$\langle \sigma v \rangle_{ei,exc} = \eta \langle \sigma v \rangle_{ei} \quad (3.2)$$

$$\langle \sigma v \rangle_{ii,exc} = \eta \langle \sigma v \rangle_{ii} \quad (3.3)$$

$$\langle \sigma v \rangle_{cx,exc} = \eta \langle \sigma v \rangle_{cx} \quad (3.4)$$

Ob dies eine vertretbare Näherung ist, steht noch zur Diskussion. Es ist durchaus denkbar, dass die einzelnen Prozesse, insbesondere Ladungsaustausch und Ionen-

stoßionisation, durch die Berücksichtigung der angeregten Zustände unterschiedlich beeinflusst werden.

Durch dieses Vorgehen wurden neben dem ADAS Excited State Model, das direkt in NUBEAM integriert wurde, auch die ADAS Grundzustandsdaten als zusätzliche Datenquelle in Preact übernommen. Dabei kommt der Vorteil zum Tragen, dass ADAS deutlich mehr Datensätze für Verunreinigungen beinhaltet¹ als das ursprüngliche Preact (C, O). Für nicht direkt unterstützte Spezies wurden in Preact bisher die Daten für die enthaltenen Verunreinigungen auf andere Verunreinigungen entsprechend der Atommasse skaliert. Dies ist mit den ADAS Daten kaum noch nötig.

Die ADAS Daten des Excited State Models enthalten nahezu dieselbe Palette an Verunreinigungen², wobei bisher die Daten für $2 \leq Z \leq 10$ implementiert wurden. Als Strahlspezies wird bis jetzt nur Wasserstoff unterstützt. Es sind zwar auch Excited State Daten für Helium-Quellen enthalten, jedoch besitzt Helium im Gegensatz zu Wasserstoff zwei metastabile Zustände. Es ist daher nötig, diese ebenfalls im Plasma zu verfolgen, was größere Änderungen am NUBEAM-Code bedingt.

Längerfristiges Ziel sollte sein, innerhalb der ADAS Distribution dem Excited State Model entnommene Datensätze für Ladungsaustausch, Ionenstoßionisation und Elektronenstoßionisation zur Verfügung zu stellen. Dies scheint aber mit dem derzeitigen ADAS310-Programm nicht möglich. Es erlaubt zwar das Abschalten der Beiträge durch Ionenstoßionisation und/oder Ladungsaustausch, dadurch wird aber auch die Population der angeregten Zustände beeinflusst, was nicht vergleichbare Datensätze zur Folge hat.

In TRANSP/NUBEAM stehen jetzt folgende Depositionsmodelle zur Verfügung:

LEV_NBIDEP	NSIGEXC	Depositionsmodell
1	0	Preact ground state
1	1	Janev/Boley excited state
2	0	ADAS ground state
2	1	ADAS excited state

Vorkommende Größen:

n_e	Elektronendichte
n_i	Ionendichte
$\langle \sigma v \rangle_{exc}$	Excited State Beam Stopping Rate Coefficient
$\langle \sigma v \rangle_{ei}$	Beam Stopping Rate Coefficient für Elektronenstoßionisation
$\langle \sigma v \rangle_{ii}$	Beam Stopping Rate Coefficient für Ionenstoßionisation
$\langle \sigma v \rangle_{cx}$	Beam Stopping Rate Coefficient für Ladungsaustausch

3.1.1. Datenfiles und Interpolation

Der Beam Stopping Rate Coefficient ist für verschiedene Plasmaionen ($Z = \{1, \dots, 10\}$) und für Wasserstoff- und Heliumstrahlen in der ADAS Distribution im Verzeichnis `adf21` hinterlegt. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich jedoch nur mit Wasserstoffstrahlen.

¹ *He, Li, Be, B, C, N, O, Ne, Ar, Fe*

² *He, Li, Be, B, C, N, O, F, Ne, Ar, Fe*

Im Laufe dieser Arbeit hat Martin O'Mullane korrigierte Datensätze für Wasserstoff zur Verfügung gestellt, da einige der zugrunde liegenden Daten im bis dahin verwendeten Datensatz `bms97#h` zweifelhaft sind. Dieser neue Datensatz ist noch nicht in der offiziellen ADAS Distribution verfügbar. Mit der nächsten Version wird er wahrscheinlich unter der Bezeichnung `bms98#h` eingehen. Für Wasserstoff wurde dieser Datensatz verwendet, für alle anderen Plasmaspezies `bms97#h`.

Es gibt jeweils einen Datensatz für niedrigerenergetische Strahlen und einen für hochenergetische Strahlen. Folgende Parameterbereiche werden abgedeckt:

	Bereich		Auflösung	Einheit
Strahlenergie	5×10^3	... 1.25×10^5	5×10^3	eV/amu
	5×10^4	... 2×10^7	$5/10 \times 10^4$	eV/amu
Plasmadichte	1×10^{12}	... 1×10^{15}	1×10^x	cm^{-3}
Ionentemperatur	1×10^2	... 5×10^4	1×10^x	eV/amu

In den einzelnen Dateien sind je zwei Tabellen für den Beam Stopping Rate Coefficient enthalten (siehe schematische Darstellung in Abb. 3.1):

- ein 2D Array von Koeffizienten als Funktion der Strahlenergie und der Plasmadichte (Elektronendichte n_e) bei einer festen Referenztemperatur T_i^{ref}

$$\langle \sigma v \rangle_{E,n} \equiv \langle \sigma v \rangle \left(E_{\text{Beam}}, n_e, T_i^{\text{ref}} \right)$$

- ein 1D Vektor von Koeffizienten als Funktion der Plasmatemperatur (Iontemperatur T_i) bei einer Referenzstrahlenergie $E_{\text{Beam}}^{\text{ref}}$ und Referenzplasmadichte n_e^{ref}

$$\langle \sigma v \rangle_T \equiv \langle \sigma v \rangle \left(E_{\text{Beam}}^{\text{ref}}, n_e^{\text{ref}}, T_i \right)$$

Desweiteren ist der Beam Stopping Rate Coefficient $\langle \sigma v \rangle_{\text{ref}}$ für alle drei Referenzwerte $E_{\text{Beam}}^{\text{ref}}$, n_e^{ref} und T_i^{ref} angegeben.

$$\langle \sigma v \rangle_{\text{ref}} \equiv \langle \sigma v \rangle \left(E_{\text{Beam}}^{\text{ref}}, n_e^{\text{ref}}, T_i^{\text{ref}} \right)$$

Möchte man nun den Beam Stopping Rate Coefficient für einen bestimmten Parametersatz E_B , n_e , T_i bestimmen, so sucht man zuerst den entsprechenden Wert $\langle \sigma v \rangle_{E,n}$ im 2D Array für E_B und n_e , dann den entsprechenden Wert $\langle \sigma v \rangle_T$ im 1D Vektor für T_i . Der endgültige Beam Stopping Rate Coefficient ergibt sich daraus wie folgt:

$$\langle \sigma v \rangle \left(E_{\text{Beam}}, n_e, T_i \right) = \frac{\langle \sigma v \rangle_{E,n} \langle \sigma v \rangle_T}{\langle \sigma v \rangle_{\text{ref}}} \quad (3.5)$$

Um die einzelnen Datensätze auszuwerten, wurden 2D und 1D Splines benutzt. Hierzu kam das NTCC Paket EzSpline bzw. PSpline [35] zum Einsatz. Außerdem wurde außerhalb des verfügbaren Parameterbereichs eine logarithmische Extrapolation angewandt. Bei einer Strahlenergie von bis zu 100 keV wird der Niedrigenergie-datensatz benutzt, für höhere Energien der Hochenergie-datensatz.

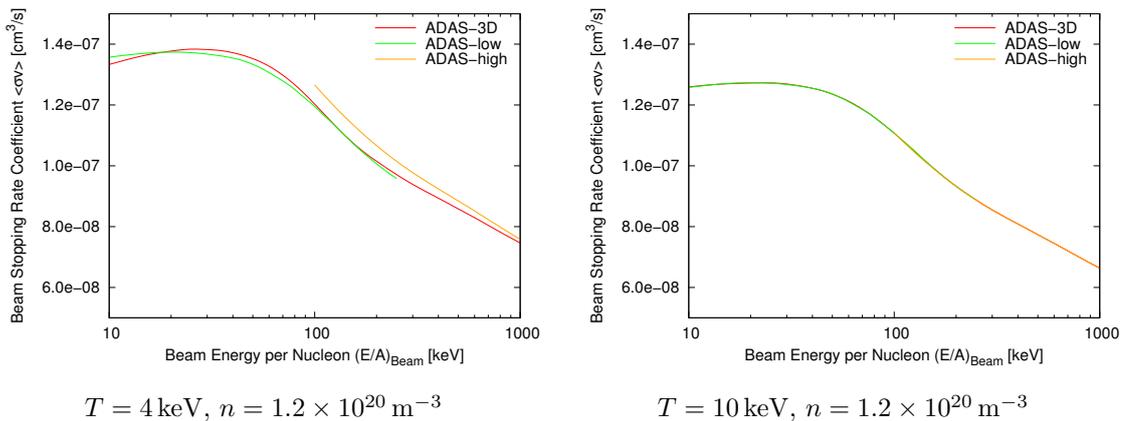


Abb. 3.2.: Beam Stopping Rate Coefficient in Abhängigkeit der Strahlenergie

Diese wird auch benutzt, um den Beam Stopping Rate Coefficient der jeweiligen Spezies aus dem Datensatz auszulesen.

Der typische durch diese Superposition eingeführte Fehler liegt unter 2% [4] verglichen mit einer Berechnung der Besetzung der angeregten Zustände, die alle Verunreinigungen auf einmal berücksichtigt. Solche Berechnungen können mit dem ADAS Programm ADAS310 durchgeführt werden. Sie sind aber viel zu rechenintensiv, um in einem Simulationscode wie FAFNER oder TRANSP/NUBEAM direkt durchgeführt zu werden.

Vorkommende Größen:

E_{Beam}	Strahlenergie
n_e	Elektronendichte
T_I	Ionentemperatur, wird für alle Spezies als gleich angenommen
S_i	Beam Stopping Rate Coefficient für die Plasmaspezies i
f_i	Anteil der Plasmaspezies i
$Z_{0,i}$	Kernladungszahl der Plasmaspezies i
$n_{e,eff}^{(i)}$	effektive Elektronendichte

Eine exakte Beschreibung des Dateiformats findet sich im Anhang ADF21 im ADAS User Manual [55]. Der Superpositionsalgorithmus wird in [5] beschrieben.

3.1.2. Unstetigkeit zwischen Niedrig- und Hochenergiedatensatz

Plottet man den Niedrig- und Hochtemperaturdatensatz als Funktion der Strahlenergie E_{Beam} für verschiedene feste Werte der Ionentemperatur T_i , so sieht man bei allen Werten für T_i/A_i ungleich der Referenztemperatur T_i^{ref} einen Sprung zwischen beiden Datensätzen in dem Bereich, in dem sie überlappen (Abb. 3.2).

Dieses Problem liegt in der Art begründet, wie die Daten in den `adf21` Dateien hinterlegt werden: Die „Temperatur-Korrektur“ des Beam Stopping Rate Coefficient aus dem 2D Array mittels der Daten aus dem 1D Vektor und dem Wert am Referenzpunkt ist nur bei der Referenztemperatur T_i^{ref} exakt.

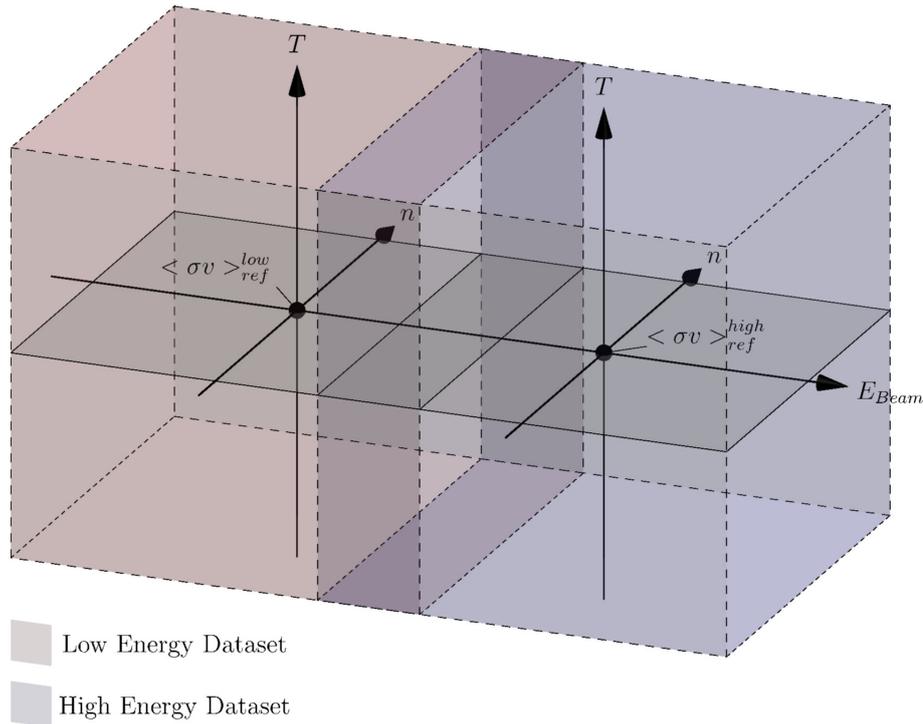


Abb. 3.3.: Veranschaulichung zum Vergleich des Niedrig- und Hochenergiedatensatzes

Für die Plots in Abb. 3.2 ist die Iontemperatur einmal $T_i = 4$ keV und einmal $T_i = 10$ keV, d.h. für das betrachtete Deuteriumplasma ist $T_i/A_i = 2$ keV für 3.2a und $T_i/A_i = 5$ keV für 3.2b. Die Referenztemperatur des Datensatzes ist $T_i^{ref} = 5$ keV, was der Temperatur in Abb. 3.2b entspricht. Man erkennt hier nun auch eine kontinuierliche Kurve, in Abb. 3.2a ist hingegen ein Sprung zwischen Niedrig- und Hochenergiedatensatz zu sehen.

Das Problem ist darin begründet, dass der Referenzpunkt für den Hoch- und Niedrigenergiedatensatz zwar bei gleicher Dichte und Temperatur aber bei unterschiedlicher Strahlenergie liegt (Abb. 3.3). Daher ergeben sich für beide Datensätze unterschiedliche „Korrektur-Vektoren“ für die Temperatur. Während der dadurch eingeführte Fehler für den Niedrigenergiedatensatz noch relativ klein ist (der Referenzwert liegt bei $E_{ref} = 65$ keV, der Abstand aller Punkte zum Referenzwert ist also relativ klein: $|E_{Beam} - E_{ref}| \leq 60$ keV), kann er im Hochenergiedatensatz bedeutend größer sein ($E_{ref} = 1$ MeV, 50 keV $\leq E_{Beam} \leq 20$ MeV).

3.1.3. ADAS 3D Datensatz

Um dieses Problem zu umgehen und die allgemeine Genauigkeit zu verbessern, wurde ein vollständiger dreidimensionaler Datensatz erzeugt.

Da das ADAS Programm zur Berechnung des Beam Stopping Rate Coefficient (ADAS310) nur Daten im zuvor beschriebenen `adf21` Format erzeugen kann, musste dies von Hand geschehen.

Zuerst wurde ein erweitertes Grid mit logarithmisch festen Abständen für Strahlenergie, Plasmadichte und Iontemperatur erzeugt:

```

delta = 10^(1/12)

for i = 0, grid_size-1 do
    grid[i] = delta^i
endfor

```

mit dem Ergebnis:

```

1.0
1.21152765863
1.46779926762
1.77827941004
2.15443469003
2.61015721568
3.16227766017
3.83118684956
4.64158883361
5.62341325190
6.81292069058
8.25404185268
10.0
...

```

Die Parameterbereiche wurden dabei aufgrund von internen Anforderungen von TRANSP/NUBEAM und um Extrapolationen außerhalb der Berechnung der Daten in ADAS zu vermeiden, sehr großzügig gewählt:

	Bereich		Einheit
Strahlenergie	1×10^1	... 1×10^7	eV/amu
Plasmadichte	1×10^{12}	... 1×10^{16}	cm^{-3}
Ionentemperatur	1×10^0	... 1×10^6	eV/amu

Man erhält so ein Gitter mit $73 \times 49 \times 73$ Punkten ($n_E \times n_n \times n_T$). Da die ADAS310 Routinen aber auf 25 Gitterpunkte in jeder Dimension beschränkt sind, benötigt man, um das $E - n$ -Grid vollständig abzudecken, sechs Dateien: das Energiegrid wird in drei Teile gespalten, das Dichtegrid in zwei Teile (Abb. 3.4).

Um die Unstetigkeit zwischen diesen Datensätzen aufgrund unterschiedlicher Referenzpunkte zu umgehen und um die Genauigkeit ganz allgemein zu erhöhen, wurden nun diese sechs Datensätze für jeden einzelnen Temperaturwert als Referenztemperatur berechnet. Das Temperaturgrid hatte bei all diesen Rechnungen nur einen Wert - den jeweiligen Referenzwert.

Um einen vollständigen dreidimensionalen Datensatz zu erhalten, wurden dann all diese Datensätze, d.h. 73×6 Dateien, zu einem einzigen Datensatz verschmolzen. Fügt man die je sechs Datensätze einer Temperatur zusammen, so erhält man eine $E - n$ -Ebene des dreidimensionalen Datensatzes. Setzt man all diese Ebenen übereinander, erhält man den vollständigen dreidimensionalen Datensatz.

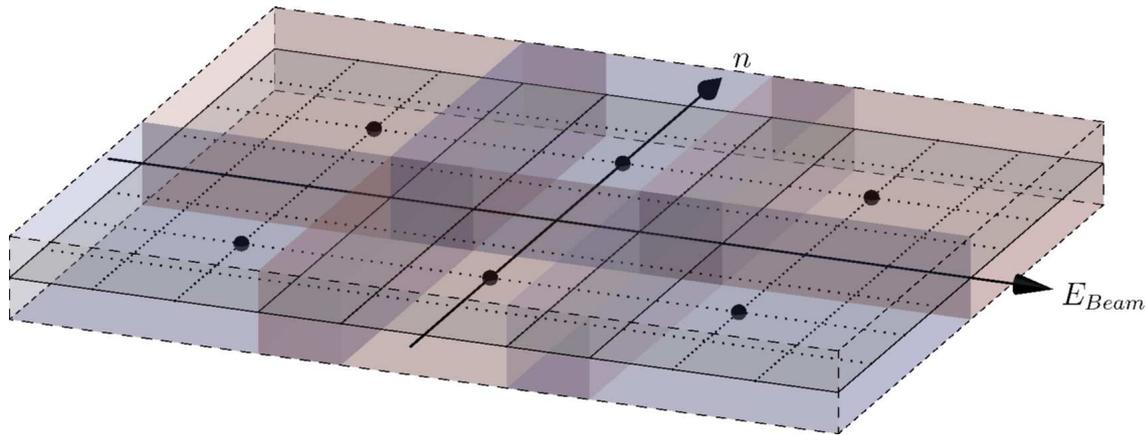


Abb. 3.4.: Veranschaulichung der sechs Datensätze in der E-n-Ebene

Das Ergebnis ist bereits in Abb. 3.2 zu sehen: der dreidimensionale Datensatz hat auch bei verschiedenen Temperaturen keine Unstetigkeit.

Dieser dreidimensionale Datensatz wurde in sog. UFILES gespeichert, ein Dateiformat aus der TRANSP-Distribution, dessen Integration in NUBEAM entsprechend einfach war. Möchte man jedoch in einer Weiterentwicklung dieser Arbeit, die Elektronentemperatur T_e bzw. das Verhältnis aus Elektronen- und Ionentemperatur $T_e/(T_i/A_i)$ als zusätzlichen Parameter hinzufügen, ist dieses Datenformat unzureichend. Es wurden aber bereits erfolgreich Tests durchgeführt, einen vierdimensionalen Datensatz in sog. NetCDF-Dateien[2] zu speichern. Dies hätte auch den Vorteil, dass die Daten darin binär gespeichert werden. Im Gegensatz zu den UFILES, die die Daten im ASCII-Format speichern, hätte dies eine Reduktion der Größe der Datensätze zur Folge.

3.2. Depositionsprofile und Plasmaheizung

Es hat sich gezeigt, dass sich die sehr gute Übereinstimmung beider Codes in den berechneten Depositionsprofilen, die mit der Implementierung von PREACT in FAFNER erreicht wurde, auch mit der Verwendung von ADAS in beiden Codes nachvollziehen lässt, mit Verunreinigungen wie ohne. Abb. 3.5 zeigt die Depositionsprofile für ausgewählte Quellen beider Benchmark-Schüsse für Rechnungen von FAFNER und TRANSP/NUBEAM mit ADAS und PREACT. Es ergeben sich lediglich kleinere quantitative Abweichungen, jedoch keine qualitativen. Unterschiede sind insbesondere in den Peaks der Profile und im Zentrum zu sehen. Letztere könnten dadurch begründet sein, dass FAFNER ρ_{pol} als Flussflächenkoordinate benutzt, was nahe der magnetischen Achse Ungenauigkeiten aufweisen kann, da die Werte für ψ , aus denen ρ_{pol} berechnet wird (Gl. 2.1), hier sehr klein sind.

Die Plasmaheizung verhält sich in TRANSP mit ADAS entsprechend den vorherigen Ergebnissen mit TRANSP-PREACT und FAFNER-PREACT/ADAS (Abb. 3.6). Mit ADAS erfolgt entsprechend der etwas höheren Deposition am Rand auch mehr Heizung am Rand (insbesondere der Elektronen) und entsprechend weniger im Zentrum. Für den Fall niedriger Dichte sind die Auswirkungen minimal. Es bleiben lediglich die zwischen FAFNER und TRANSP bereits zuvor beobachteten Unterschiede insbesondere in der Elektronenheizung.

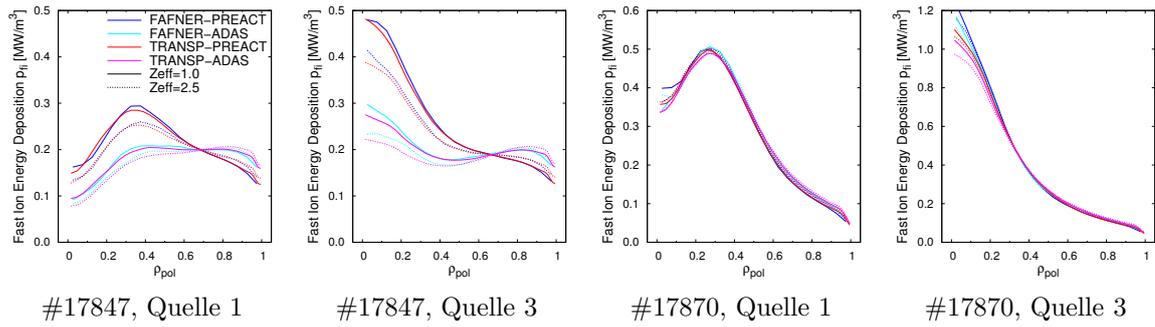


Abb. 3.5.: Deposition der schnellen Ionen mit $Z_{\text{eff}} = 1$ und $Z_{\text{eff}} = 2.5$ (C), Schuss #17847 und #17870

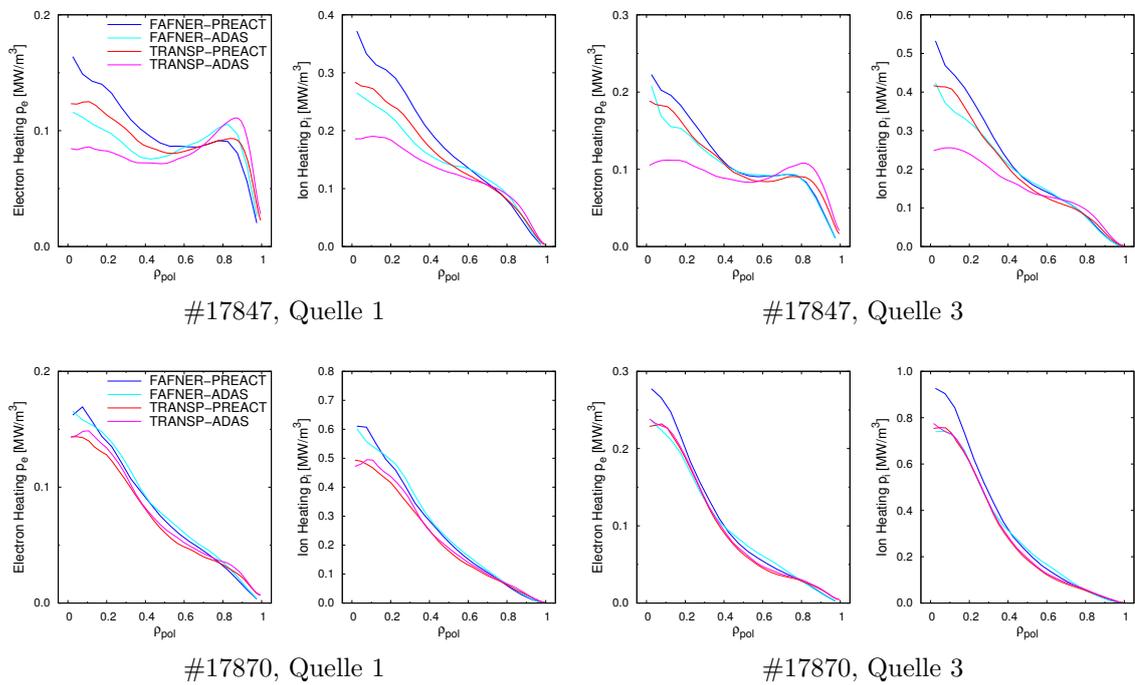


Abb. 3.6.: Heizung der Ionen und Elektronen, Schuss #17847 und #17870

3.3. Stromtrieb

In TRANSP/NUBEAM wurde auch der Stromtriebalgorithmus nach Kim et al. bzw. Lin-Liu/Hinton zusammen mit der Trapped Particle Fraction nach Lin-Liu/Miller implementiert. Damit stehen folgende Stromtriebmodelle zur Verfügung:

NMCURB	Stromtriebalgorithmus	Trapped Particle Fraction
1	Hirshman	Gl. 2.30
2	Spitzer	no trapping correction
3	Kim / Lin-Liu	Gl. 2.31 (Lin-Liu/Miller)

Auch hier sieht man das zu erwartende Verhalten (Abb. 3.7). Die Stromtriebprofile skalieren in TRANSP analog zu FAFNER mit dem Ionisations- und Stromtrieb-

modell. Auch hier bleiben die Unterschiede im Strom der schnellen Ionen zwischen FAFNER und TRANSP bestehen.

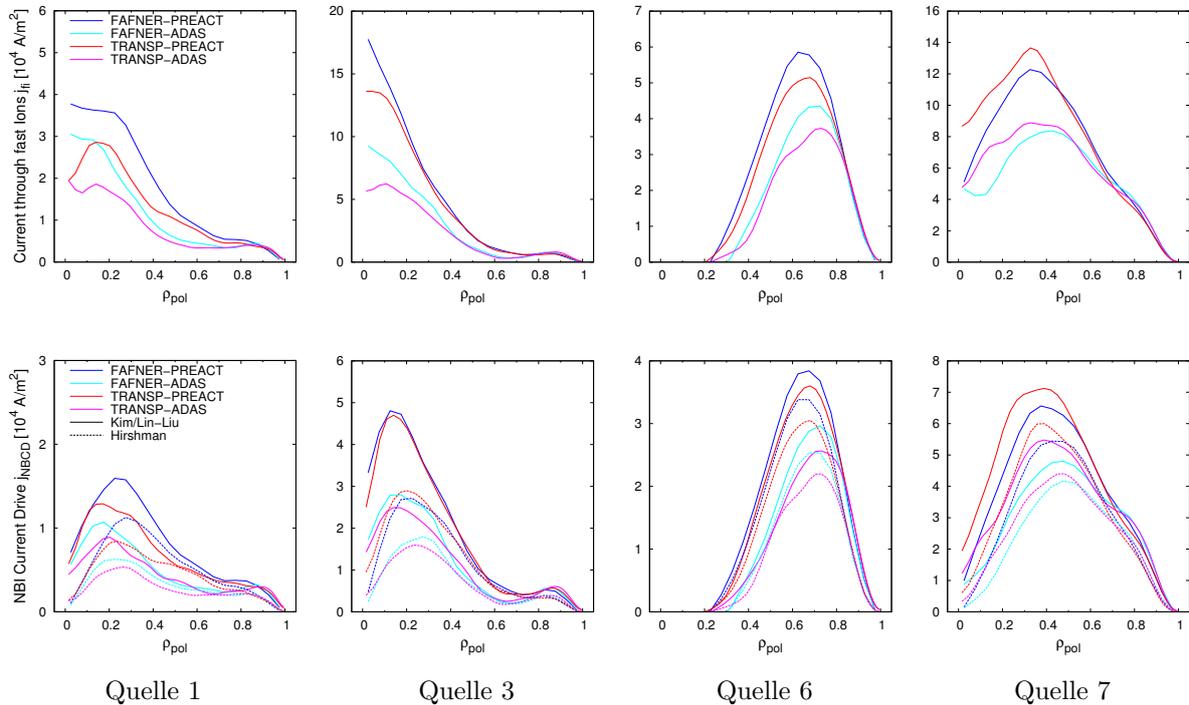


Abb. 3.7.: Stromtrieb durch schnelle Ionen und Nettostrom Schuss #17847

3.4. Zusammenfassung

Implementierung von ADAS

Es wurden der Kim/Lin-Liu Stromtriebalgorithmus sowie der Lin-Liu/Miller Algorithmus für den Anteil gefangener Teilchen in NUBEAM implementiert.

Es wurden drei Algorithmen implementiert, um ADAS Daten aus den Archiven `adf02` (`adas_ion.f90`), `adf07` (`adas_ei.f90`), `adf21` (`adas_bms.f90`) der ADAS Distribution auszulesen, zu interpolieren und extrapolieren. Mit Hilfe der ersten beiden Algorithmen konnten die Grundzustandsdatensätze in PREACT integriert werden.

Eine IDL-Routine (`make_3d_files.pro`) wurde erstellt, die eine Reihe von `adf21` Datensätzen erzeugt. Diese werden dann mit Hilfe der Funktionen `create_adas_3d.f90` und `adas_bms.f90` zu einem vollständigen dreidimensionalen Datensatz für die ADAS Excited State Beam Stopping Rate Coefficients zusammengefügt. Die Funktion `adas_bms_3d.f90` erlaubt den einfachen Zugriff auf diesen Datensatz und die Integration in NUBEAM und FAFNER.

Zusätzlich wurden Testprogramme entwickelt, um diese Algorithmen auf die Resultate bestehender TRANSP-Runs anzuwenden (`ps_adas_test.f90`), und um Plots zu erzeugen, die es erlauben, die Ratenkoeffizienten direkt mit denen der anderen atomaren Datensammlungen zu vergleichen (`test_bms*.f90`).

Martin O'Mullane hat korrigierte `adf21` Datensätze zur Verfügung gestellt, die noch nicht in der offiziellen ADAS Distribution enthalten sind, da sich einige der zugrunde

liegenden Daten als fehlerhaft erwiesen haben. Desweiteren wurde ein `adf07` Datensatz mit erweitertem Parameterbereich zur Verfügung gestellt.

Nach der Implementierung der neuen Algorithmen in TRANSP/NUBEAM wurden die vorherigen Rechnungen wiederholt, wobei sich das zu erwartende Ergebnis eingestellt hat. Die TRANSP-Rechnungen mit ADAS und Preact verhalten sich wie die entsprechenden FAFNER-Rechnungen mit ADAS und Preact. Die Unterschiede zwischen FAFNER und NUBEAM bleiben bestehen.

Beschränkungen und offene Fragen

Im ADAS Excited State Model wird die Elektronentemperatur der Iontemperatur gleichgesetzt. Dies ist für einige Fälle nicht zulässig und kann Fehler im Bereich 10...20% zur Folge haben. Es wäre hier wünschenswert dem 3D ADAS Datensatz eine weitere Dimension für das Verhältnis $T_e/(T_i/A_i)$ beizufügen. Die ADAS310 Routinen erlauben die Berechnung solcher Daten.

Es sind keine separaten Daten für Elektronenstoßionisation, Ionenstoßionisation und Ladungsaustausch im ADAS Excited State Model vorhanden, lediglich in den Grundzustandsdaten. Da diese Daten aber zur Berechnung verschiedener physikalischer Effekte (z.B. Beam-Halo) benötigt werden, wurden sie näherungsweise mittels eines Skalierungsfaktors bestimmt. Dabei wird der Unterschied zwischen dem Gesamtratenkoeffizienten im Grundzustand und unter Berücksichtigung angeregter Zustände berechnet und dann die Grundzustandswerte für die einzelnen Prozesse mit diesem Faktor skaliert. Die physikalische Korrektheit dieses Vorgehens muss noch geklärt werden. Ziel sollte es jedoch sein, innerhalb der ADAS310 Routinen die Ausgabe der einzelnen Anteile am Gesamtratenkoeffizienten auszugeben.

Ausblick

Es zeichnet sich ein großes Interesse auch an Heliumstrahlen ab, da an JET entsprechende Experimente durchgeführt wurden, und ihre Verwendung auch für ITER diskutiert wird. Ein nächster Schritt könnte daher sein, auch Unterstützung für Heliumstrahlen in NUBEAM zu integrieren.

Für ADAS Grundzustandsdaten sollte dies relativ einfach möglich sein. Für das ADAS Excited State Model wird es nötig sein, integrale Veränderungen in TRANSP/NUBEAM vorzunehmen, die es ermöglichen, nicht nur Strahlátome im Grundzustand, sondern auch solche in metastabilen angeregten Zuständen zu verfolgen.

4. Konsequenzen für aktuelle Transportuntersuchungen

In den nachfolgenden Kapiteln werden die Konsequenzen der Verwendung unterschiedlicher Ionisationsmodelle sowie unterschiedlicher Stromtriebmodelle auf vier Anwendungsbeispiele aufgezeigt.

Zuerst werden Simulationen zu Experimenten zur β -Skalierung¹ untersucht. Bei derartigen Experimenten untersucht man Plasmen, die in den meisten Parametern übereinstimmen und sich möglichst nur in denjenigen unterscheiden, die β bestimmen (Dichte n , Temperatur T , Magnetfeld B). Man versucht dann, für verschiedene Prozesse im Plasma Skalierungsformeln in Abhängigkeit des jeweiligen Parameters zu finden.

Für diese Experimente ist es wichtig, dass die über ein Potenzgesetz mit dem Magnetfeld skalierten Heizprofile für verschiedene β möglichst gut übereinstimmen. Da die Heizprofile abhängig von den Plasmaparametern bisweilen stark vom verwendeten Ionisationsmodell abhängen, soll dieser Aspekt der Experimente noch einmal untersucht werden.

Die Entladungen mit hohem β weisen eine hohe Dichte auf. Man erwartet daher Abweichungen der früheren Simulationen mit PREACT (in TRANSP) bzw. Freeman & Jones (in FAFNER) von den im Zuge dieser Arbeit wiederholten Simulationen mit ADAS. Diese konnten auch beobachtet werden, waren allerdings aufgrund eines recht flachen Pedestals niedriger als erwartet. Für Entladungen mit niedrigem β waren die Unterschiede aufgrund der niedrigen Dichte wie erwartet geringer.

Der Stromtrieb spielt bei diesen Experimenten keine große Rolle, weswegen die Abhängigkeit des Stromtriebalgorithmus an dieser Stelle nicht untersucht wurde.

Kapitel 4.2 handelt von Stromtriebuntersuchungen. Im Mittelpunkt stehen zwei Experimente an ASDEX Upgrade. Eines, bei dem die Messwerte sehr gut mit den TRANSP/NUBEAM Simulationen übereinstimmen, und eines bei dem die gemessenen Werte nur erklärt werden können, wenn man eine Diffusion der schnellen Ionen in Betracht zieht.

Es soll überprüft werden, ob sich diese Aussagen unter Verwendung des Kim/Lin-Liu Algorithmus in den entsprechenden Simulationen bestätigen oder überdacht werden müssen. Die Abhängigkeit des Ionisationsmodells wurde ebenfalls untersucht. Diese ist aber aufgrund der niedrigen Dichte dieser Experimente eher gering.

¹ β ist das Verhältnis aus kinetischem Druck und Magnetfelddruck:

$$\beta = \frac{p}{B^2/2\mu_0}$$

Kapitel 4.3 beschäftigt sich mit Experimenten mit modulierter Neutralteilcheninjektion, d.h. die Neutralteilchenheizung wird mit einer Frequenz im Bereich 16 – 35 Hz an- und ausgeschaltet. Solche Experimente erlauben es, die Depositionsprofile und die Abbremszeit der schnellen Ionen zu ermitteln.

Bei früheren Simulationen mit FAFNER und TRANSP/NUBEAM gab es Diskrepanzen zwischen beiden Codes, die sich prinzipiell gut durch die Verwendung unterschiedlicher Ionisationsmodelle erklären ließen. Es hat sich jedoch herausgestellt, dass die Dichte bei diesen Experimenten zu gering war, als dass das verwendete Ionisationsmodell einen wesentlichen Einfluss auf das Ergebnis der Simulation hat. Die Ursache der unterschiedlichen Ergebnisse ist ein ganz anderer, dem Wesen des Experiments und der Tatsache geschuldet, dass FAFNER stationär und TRANSP/NUBEAM zeitabhängig rechnet.

Zu guter letzt beschäftigt sich diese Arbeit mit einem ITER Beispielszenario. ITER wird bedeutend größer sein als derzeitige Anlagen, und die meisten Experimente werden eine hohe Plasmadichte aufweisen, so dass die Wahl des Ionisationsmodells gleich in zweifacher Hinsicht wichtig wird. Aufgrund der hohen Dichte werden Effekte durch die Berücksichtigung von angeregten Zuständen der Neutralteilchen nicht mehr vernachlässigbar sein, und aufgrund der Größe von ITER addieren sich Fehler in den Wirkungsquerschnitten stärker auf als in kleineren Maschinen, da die Neutralteilchen viele freie Weglängen durchlaufen können, bevor sie ionisiert werden. So ist bspw. der Shinethrough in der Phase des Plasmaaufbaus bei Berechnungen mit PRACT ca. 9 mal so groß wie bei Verwendung von ADAS.

Das verwendete Stromtriebmodell hat sich hingegen als nicht entscheidend für die Ergebnisse der ITER-Simulationen herausgestellt. Bei gleichem Ionisationsmodell stimmen die Resultate des Kim/Lin-Liu- und des Hirshman-Algorithmus nahezu identisch überein.

4.1. Dimensionslose Plasmaparameter, β -Skalierung

Dimensionslose Parameter wie β , ρ^* , ν^* , q , ϵ , δ , κ , T_i/T_e sind nützlich, um den Energietransport im Plasma heutiger Fusionsmaschinen auf zukünftige, größere Maschinen wie ITER zu skalieren und den Energieeinschluss solcher Maschinen vorherzusagen [27, 12]. Das Prinzip der Ähnlichkeit [9] besagt, dass Plasmen mit den gleichen dimensionslosen Parametern das gleiche physikalische Verhalten zeigen, d.h. dass Tokamaks mit unterschiedlicher Größe bei identischen dimensionslosen Parametern den gleichen (angemessen normierten) Transport aufweisen.

Das Verständnis der β -Skalierung des Transports hilft auch, verschiedene mögliche Mechanismen des turbulenten Transports zu unterscheiden. Keine oder eine geringe β -Abhängigkeit deutet darauf hin, dass der turbulente Transport eine Folge elektrostatischer Mikroinstabilitäten ist, während elektromagnetische Effekte i.A. eine stark negative und somit ungünstige β -Abhängigkeit zeigen.

Bei Experimenten zur β -Skalierung geht man davon aus, dass die normierte Einschlusszeit über ein Potenzgesetz von β abhängt:

$$B \tau_{th} \propto \beta^{-\alpha_\beta} F(\rho^*, \nu^*, \dots) \quad (4.1)$$

Durch Variation von β bei gleichzeitigem Festhalten aller anderen dimensionslosen Größen kann man den Exponenten α_β bestimmen, da F konstant bleibt.

An ASDEX Upgrade wurden Experimente zur β -Abhängigkeit des Einschlusses und Wärmetransports im Bereich $1.4 \leq \beta \leq 2.2$ durchgeführt [58]. Dabei wurde das Magnetfeld variiert, während ρ^* , ν^* , q und die Plasmagestalt konstant gehalten wurden. Der Strom im Plasma, die Temperatur und die Dichte müssen die Beziehungen

$$I \propto B, \quad T \propto B^2, \quad n \propto B^4 \quad (4.2)$$

erfüllen, damit die anderen dimensionslosen Größen konstant bleiben. Aus der thermischen Zustandsgleichung

$$p = n k_B T \quad (4.3)$$

folgt, dass sich β wie B^4 verhält:

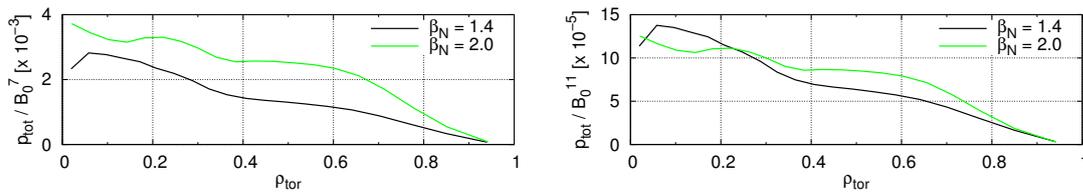
$$\beta = \frac{p}{B^2/2\mu_0} \propto \frac{nT}{B^2} \propto B^4 \quad (4.4)$$

Wir beschäftigen uns im Folgenden mit den im Paper als Scan B bezeichneten Entladungen #21403 ($\beta_N = 1.4$) und #21426 ($\beta_N = 2.0$). Dabei wurde ausschließlich Heizung durch Neutralteilchen verwendet. Die Beschleunigungsspannung der Injektoren wurde entsprechend der Dichte so angepasst, dass man möglichst äquivalente Heizprofile für die Hoch- und Niedrig- β -Entladung erhält. Das Resultat war eine Skalierung der Einschlusszeit von $B \tau_{th} \propto \beta^{-1.2 \pm 0.6}$.

Ähnliche Ergebnisse wurden an JT-60U erzielt ($B \tau_{th} \propto \beta^{-0.6}$, [57]). An DIII-D [43, 42] und JET [37] hingegen wurde bei dedizierten Experimenten keine bzw. nur eine sehr kleine β -Abhängigkeit des Transports festgestellt.

Vorkommende Größen:

$\beta = p/(B^2/2\mu_0)$	Verhältnis aus Plasmadruck und Magnetfelddruck (nur thermische Teilchen)
$\beta_N = \beta/(a B_\varphi)$	Verhältnis aus Plasmadruck und Magnetfelddruck (einschl. schnelle Ionen)
$\rho^* = \rho_i/a$	normierter Ionengyrationsradius
$\nu^* = \nu_i/(\epsilon \omega_{bi})$	normierte Ionenkollisionalität
$\epsilon = a/R_0$	inverses Aspektverhältnis
ω_{bi}	Ionen-Bananen-Frequenz
a	kleiner Plasmaradius
R_0	großer Plasmaradius
q	Sicherheitsfaktor
κ	Elongation
δ	Triangularität
T_i, T_e	Ionen- und Elektronentemperatur
W	im Plasma gespeicherte Energie
τ_{th}	thermische Einschlusszeit

**Abb. 4.1.: Gesamtheizleistung skaliert mit B^7 und B^{11} entsprechend [58]**

Die Heizleistung muss den Energieverlust in Plasma ausgleichen, sie ist daher proportional zur eingeschlossenen Energie W geteilt durch die thermische Einschlusszeit τ_{th} :

$$P_{tot} \propto \frac{W}{\tau_{th}} \propto \frac{n T V_{\text{Plasma}}}{\tau_{th}} \quad (4.5)$$

Aus Gl. 4.1, 4.2 und 4.4 folgt, dass sich die Heizleistung entsprechend $p_{tot} \propto B^{7+4\alpha_\beta}$ verhält² (Abb. 4.1). Läge keine β -Abhängigkeit des Transports vor, müssten die Kurven der beiden Entladungen für p_{tot}/B^7 übereinander liegen. Dass sie nur für p_{tot}/B^{11} beieinander liegen, spricht dafür, dass in den Experimenten ein Exponent von $\alpha_\beta \approx 1$ gilt.

Da die Depositions- und Heizprofile bei höherer Dichte stark von den Ionisationsprofilen abhängen können, soll dieses Resultat im Folgenden einer Überprüfung unterzogen werden.

2

$$P_{tot} \propto \frac{n T}{\tau_{th}} \propto \frac{B^4 B^2 B}{\tau_{th} B} \propto \frac{B^7}{\beta^{-\alpha_\beta}} \propto \frac{B^7}{B^{-4\alpha_\beta}} \propto B^{7+4\alpha_\beta}$$

4.1.1. Wiederholung der Rechnungen mit ADAS

Anhand der originalen FAFNER-Simulationen wurden die Inputprofile (Abb. 4.2) rekonstruiert und die Simulationen mit FAFNER und TRANSP wiederholt. Dabei wurde das Ionisationsmodell (PREACT, ADAS) variiert und der Einfluss von Verunreinigungen untersucht.

Bei Schuss #21403 kamen die Quellen 5, 7, 8 zum Einsatz, bei Schuss #21426 die Quellen 5 – 8. In der folgenden Tabelle ist die Gesamtheizleistung aufgeführt. Bei FAFNER ist diese bei allen Rechnungen konstant. Bei TRANSP variiert sie in Abhängigkeit des Ionisationsmodells und den dadurch bedingten unterschiedlichen Verlusten, die in FAFNER nicht berücksichtigt werden. Außerdem berücksichtigt TRANSP die Feedback-Kontrolle der NBI-Heizung. Diese wurde im Experiment genutzt, um eine stationäre Phase der Plasmaentladung zu erreichen.

	FAFNER	TRA-PREACT	TRA-ADAS
#21403	2.64 MW	2.24 MW	2.29 MW
#21426	8.75 MW	8.79 MW	9.00 MW

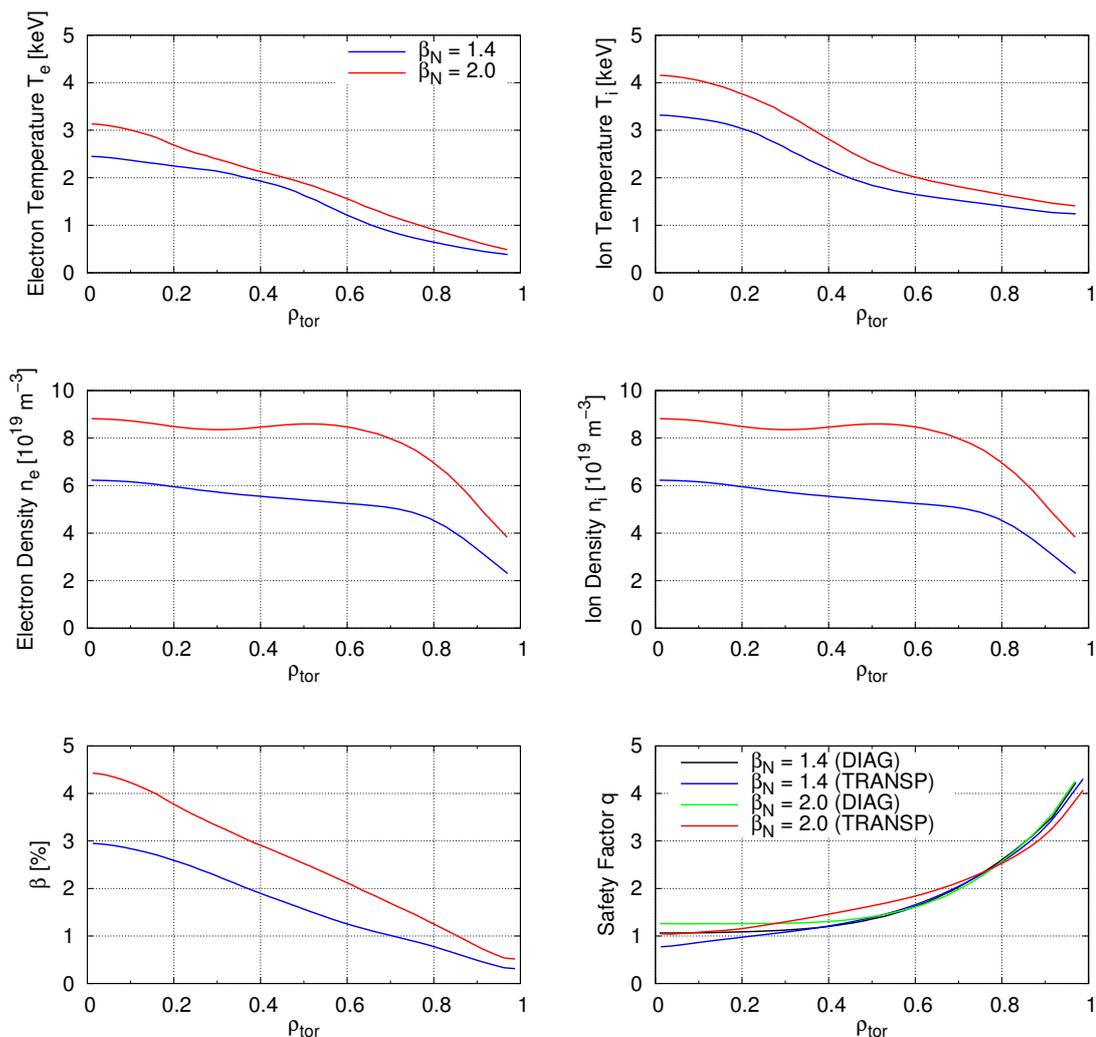


Abb. 4.2.: Inputprofile der Schüsse #21403 und #21426

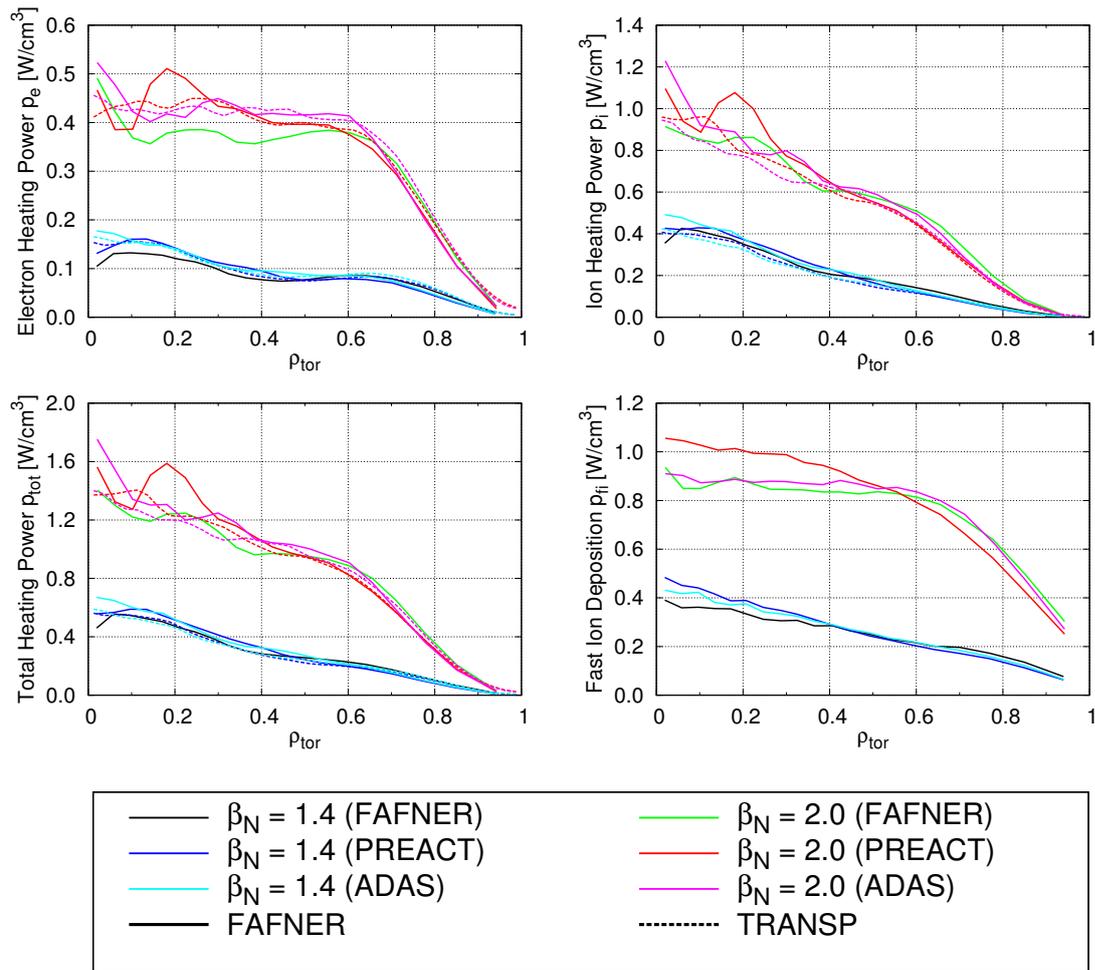


Abb. 4.3.: Depositions- und Heizprofile mit ADAS und PREACT ($Z_{eff} = 1$)

Es zeigt sich, wie erwartet, dass für die Entladung mit niedriger Dichte ($\beta_N = 1.4$) kaum eine Abhängigkeit der Heizung und Deposition vom Ionisationsmodell besteht (Abb. 4.3). Für die Entladung höherer Dichte ($\beta_N = 2.0$) ergeben sich Unterschiede der Heizung vor allem zwischen PREACT und ADAS auf der einen und Freeman & Jones auf der anderen Seite. Bei Freeman & Jones werden außen etwas mehr Teilchen deponiert, folglich ist die Heizung hier etwas höher und im Innern entsprechend niedriger.

Die Unterschiede in der Teilchendeponation sind für den Hochdichteschuss ebenfalls relativ gering. Dies liegt daran, dass bei den hier benutzten eher tangentialen Quellen 6 und 7 und der hier vorherrschenden Dichte von $n_0 \simeq 0.9 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ die Unterschiede zwischen den Ionisationsmodellen noch keine große Rolle spielen. Für die ebenfalls benutzten eher radialen Quellen 5 und 8 zeigen sich im Plasmaminnern etwas größere, am Rand aber ebenfalls nur geringe Unterschiede. Hinzu kommt, dass das Dichteprofil zwischen $\rho_{tor} = 1.0$ und $\rho_{tor} = 0.6$ nur langsam von $4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ auf $8 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ansteigt, d.h. das Pedestal nicht so steil wie in den Benchmark-Runs ist. Dies schwächt insbesondere die Auswirkungen der einzelnen Ionisationsmodelle bei den radialen Quellen ab. Eine genauere Untersuchung dieses Verhaltens findet sich am Ende von Anhang B.

Das skalierte Heizprofil (Abb. 4.4), mit FAFNER und ADAS berechnet, entspricht

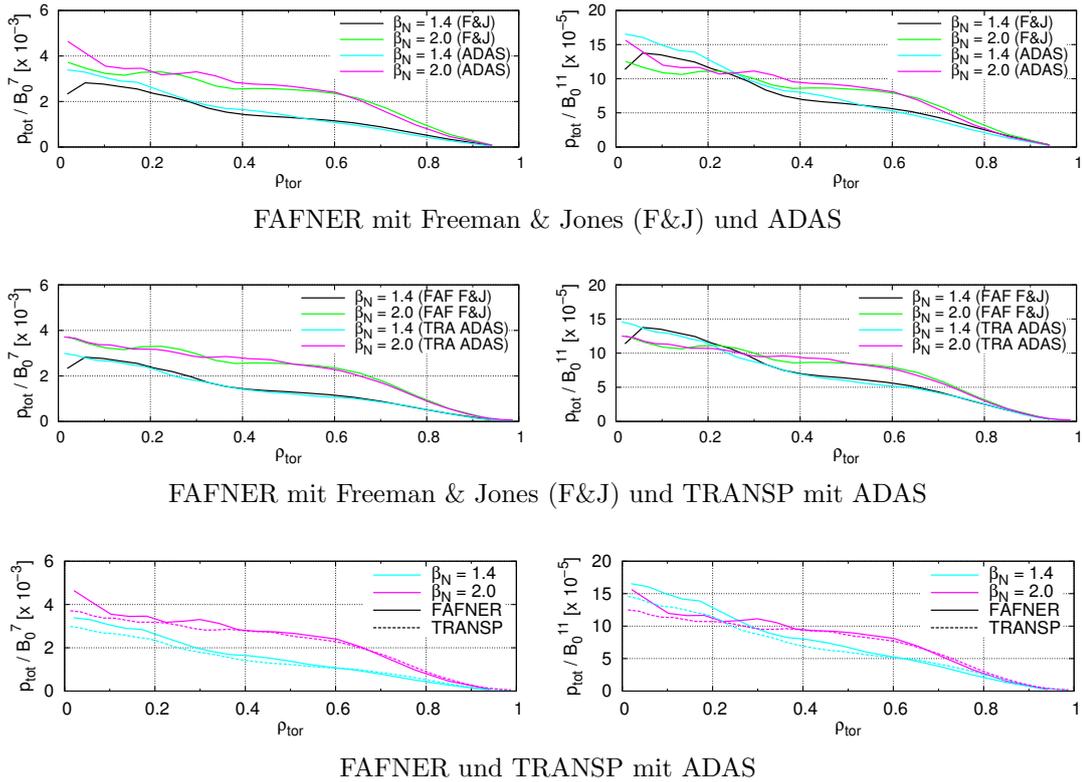


Abb. 4.4.: Vergleich der skalierten Gesamtheizleistung der verschiedenen Simulationen mit FAFNER und TRANSP ($Z_{\text{eff}} = 1$)

qualitativ dem mit Freeman & Jones berechneten (Abb. 4.1). Der Anstieg der Kurven ist etwas steiler, das Maximum etwas höher, aber qualitativ ergeben sich kaum Unterschiede. Die Berechnung mit TRANSP und ADAS entspricht nahezu der mit FAFNER und Freeman & Jones.

4.1.2. Einfluss von Verunreinigungen

Auch bei der Verwendung von ADAS, was mehr und bessere Daten für Verunreinigungen enthält, sind bei entsprechenden Rechnungen mit Bor und Kohlenstoff kaum Unterschiede zum Fall mit einem reinen Deuteriumplasma festzustellen. Dies liegt, wie bereits zuvor beschrieben, daran, dass nur bei relativ niedrigen Strahlenergien (max. 93 keV) gearbeitet wird und Verunreinigungen bei diesen Energien kaum Einfluss auf die Heizprofile haben.

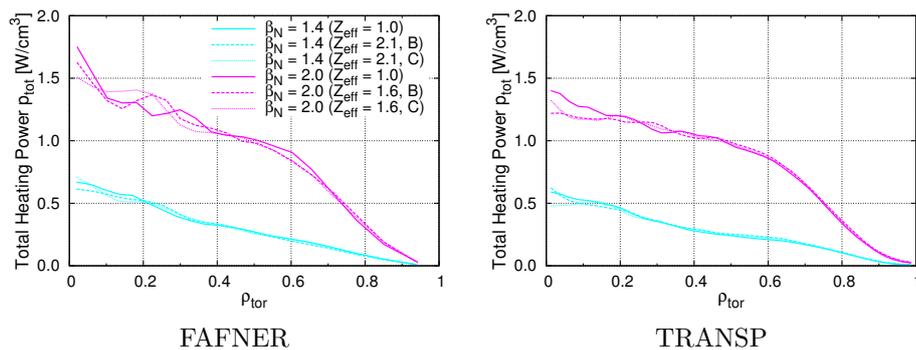


Abb. 4.5.: Heizprofile der Simulationen mit ADAS und Verunreinigungen

4.2. Stromtrieb durch Neutralteilcheninjektion

Neutralteilcheninjektion ist wie bereits beschrieben eine Möglichkeit, im Tokamak einen Strom zu treiben. Experimente an ASDEX Upgrade [17] mit niedriger Gesamtheizleistung zeigen sehr gute Übereinstimmung zwischen gemessenen und simulierten Stromprofilen sowie für on- als auch für off-axis Neutralteilchenheizung.

Oberhalb einer gewissen Heizleistung³ tritt jedoch ein erheblicher Unterschied zwischen den gemessenen und den berechneten Stromprofilen auf. Der off-axis-Charakter der tangentialen Quellen ist deutlich reduziert. D.h. es wird mehr Strom im Zentrum getrieben, als man erwartet, weniger im Bereich um $\rho_{tor} \simeq 0.5$. Man geht davon aus, dass diese Abweichungen durch eine Diffusion der schnellen Ionen verursacht wird, die auf einer Zeitskala abläuft, die deutlich kürzer als die zur Einstellung einer stationären Stromverteilung notwendige Zeit ist.

Der Einfluss der Ionisationsquerschnitte sollte in diesem Fall aufgrund der niedrigen Plasmadichte gering sein. Das Hauptaugenmerk der folgenden Untersuchungen liegt daher auf den Abweichungen, die aus den Stromtriebalgorithmien resultieren.

4.2.1. Kurze Zusammenfassung der Experimente

ASDEX Upgrade hat ein einzigartiges und äußerst flexibles NBI-Heizsystem, das on-axis und off-axis Heizung und Stromtrieb erlaubt. Bei typischen Stromverteilungsexperimenten wie den hier betrachteten Schüssen #18383 und #18703 wird eine Folge von on-axis/off-axis/on-axis Phasen der Neutralteilcheninjektion durchlaufen. Die Dauer der einzelnen Phasen wird dabei so gewählt, dass sich näherungsweise ein stationärer Zustand einstellt. Um die Temperatur der Elektronen und somit die Resistivität zeitlich konstant zu halten, wird in der off-axis Phase auch die ECRH zugeschaltet. Die beiden off-axis Quellen sind die für Stromtrieb optimierten Quellen 6 und 7, für den on-axis Einschuss werden die Quellen 3 und 8 verwendet. Die Zeitspuren der Heizleistung sind in Abb. 4.6 zu sehen.

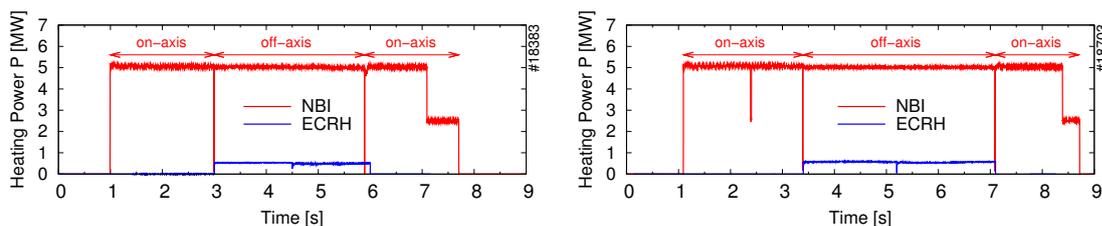


Abb. 4.6.: Heizleistung der beiden Schüsse

Zur Messung der Stromprofile kommt die MSE-Diagnostik zum Einsatz [62]. Dabei wird der translatorische Stark-Effekt der Balmer- α -Linien, die von den eingestrahnten energiereichen Deuterium-Atomen emittiert werden, genutzt. Aus der Wellenlängenaufspaltung kann eine Aussage über die toroidale Magnetfeldkomponenten abgeleitet werden, aus der Polarisation eine Aussage über die poloidale Magnetfeldkomponente.

³ Diese Grenze ist abhängig von der Plasmaform, insbesondere der Triangularität δ . Bei ASDEX Upgrade liegt sie bei $\delta \simeq 0.4$ zwischen 5.0 und 7.5 MW, bei $\delta \simeq 0.2$ zwischen 2.5 und 5.0 MW.

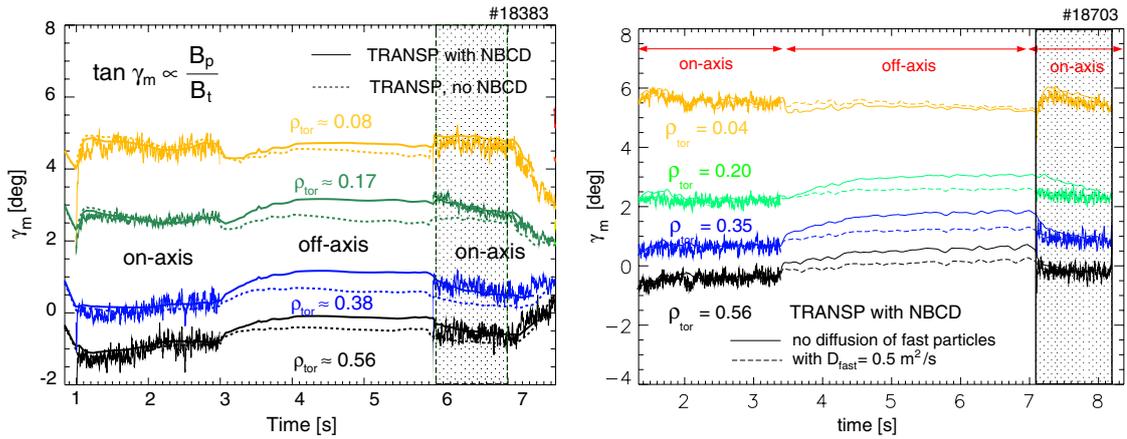


Abb. 4.7.: Vergleich der Experimente (MSE Diagnostik) und der ursprünglichen TRANSP Ergebnisse [17]. Bei Schuss #18383 zeigt sich gute Übereinstimmung zwischen den Messwerten und der Simulation, wenn man den durch Neutralteilcheninjektion getriebenen Strom berücksichtigt. Bei Schuss #18703 stellt sich diese Übereinstimmung nur unter Einbeziehung einer Diffusion der schnellen Teilchen ein.

Als Ergebnis der Messung erhält man den Pitch Angle γ , d.h. den Anstieg der Magnetfeldlinien auf einer Flussfläche bzgl. der toroidalen Richtung.

$$\gamma = \frac{B_{pol}}{B_{tor}} \quad (4.6)$$

Aus dem poloidalen Magnetfeld kann man den toroidalen Strom I_{tor} bestimmen:

$$I_{tor}(r) = \frac{2\pi r}{\mu_0} B_{pol} \quad (\text{in zylindrischer Näherung}) \quad (4.7)$$

Da die MSE-Diagnostik an die Quelle 3 angebunden ist, steht das Messsignal nur während der on-axis Phasen zur Verfügung.

In NUBEAM ist eine künstliche Diagnostik implementiert, die anhand der berechneten (Stromtrieb) bzw. vorgegebenen Magnetfelder (Gleichgewicht) die entsprechend zu erwartenden MSE-Messsignale berechnet. Ein Vergleich der experimentellen Messwerte mit den ursprünglich in TRANSP berechneten Werten ist in Abb. 4.7 zu sehen.

Für Schuss #18383 zeigt sich eine gute Übereinstimmung beider Kurven, wenn der Stromtrieb in NUBEAM berechnet wird und das daraus resultierende Magnetfeld in die Berechnung der MSE-Werte eingeht.

Bei Schuss #18703 findet man diese Übereinstimmung nur, wenn man einen Transport der schnellen Ionen mit einem Diffusionskoeffizienten von $D_{fast} = 0.5 \text{ m}^2/\text{s}$ mit in die Rechnung eingehen lässt.

Die hier gezeigten ursprünglichen TRANSP/NUBEAM Simulationen wurden mit PREACT als Ionisationsmodell und dem Stromtriebalgorithmus von Hirshman durchgeführt. Die Rechnungen wurden nun noch einmal mit ADAS und dem Kim/Lin-Liu Algorithmus wiederholt.

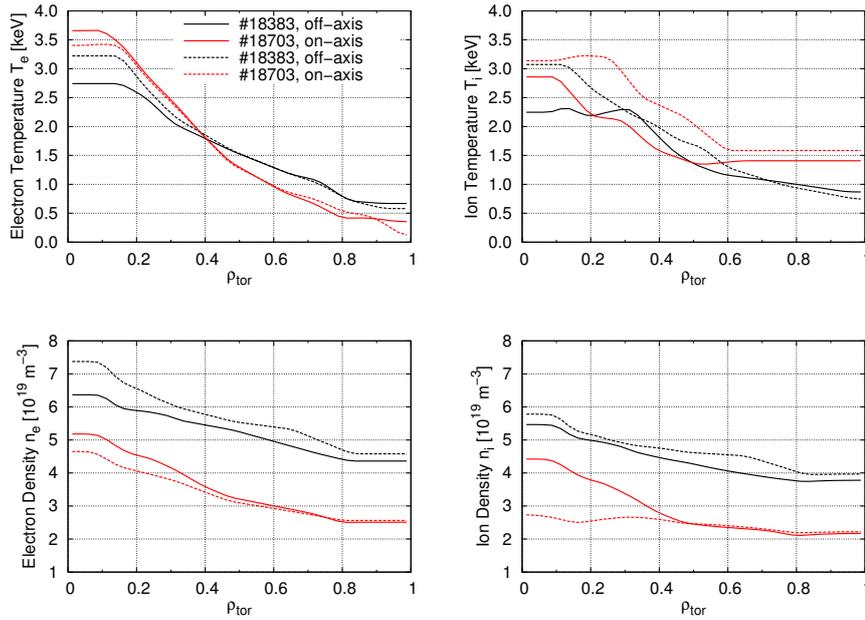


Abb. 4.8.: Temperatur- und Dichteprofile der Schüsse #18383 und #18703

4.2.2. Wiederholung der Rechnungen mit ADAS/Hirshman

Die ursprünglichen TRANSP Runs wurden aufgegriffen und das Ionisationsmodell (PREACT, ADAS) und der Stromtriebalgorithmus (Hirshman, Kim/Lin-Liu) variiert. Bei jedem Schuss wurden zwei Zeitpunkte betrachtet: während der off-axis-Phase und während der zweiten on-axis-Phase. Diese wurden so gewählt, dass sich näherungsweise wieder ein Gleichgewichtszustand eingestellt hat. Die entsprechenden Temperatur- und Dichteprofile sind in Abb. 4.8 zu sehen⁴.

	#18383	#18703
off-axis	5.8s	7.0s
on-axis	6.9s	8.0s

Für Schuss #18383 (Abb. 4.10) ergeben sich in den MSE-Signalen (Abb. 4.10) weder bei Verwendung von ADAS noch des Stromtriebalgorithmus nach Hirshman signifikante Unterschiede zu den originalen Rechnungen. Der getriebene Strom unterscheidet sich in der off-axis-Phase (Abb. 4.9a) im Peak um ca. 10% zwischen den Stromtriebalgorithmus, was den im Benchmark gemessenen Werten für den Schuss #17870 und die Quellen 6 und 7 entspricht. Die entsprechenden Kurven mit verschiedenem Ionisationsmodell liegen nahezu übereinander.

In der on-axis-Phase (Abb. 4.9b) ergeben sich etwas größere Unterschiede zwischen den Algorithmen, allerdings nur im Zentrum. Zwischen $0.3 \leq \rho \leq 1.0$ liegen alle vier Kurven fast aufeinander. Die Stromdichte im Zentrum trägt aber zum Gesamtstrom $I = \sum_{fs} j_{fs} \Delta A_{fs}$ nur relativ wenig bei, da die differentielle Fläche ΔA_{fs} der Flussflächen hier verglichen zur weiter außen liegenden Flussflächen klein ist. Außerdem reagiert der getriebene Strom hier empfindlicher auf kleine Änderungen

⁴ Die Ionendichte wurde anhand von Z_{eff} aus der Elektronendichte berechnet. Es wurde nur die Dichte der Wasserstoffisotope geplottet. In der off-axis-Phase stehen keine Messwerte für die Ionentemperatur zur Verfügung, daher wurde zwischen den Daten der on-axis-Phasen interpoliert.

in den Plasmaparametern (Gleichgewicht, Gesamtstrom, etc.), da die Fläche, über die gemittelt wird, kleiner ist als weiter außen.

Für Schuss #18703 zeigt der Vergleich der MSE-Signale in Abb. 4.11, dass sich bei Verwendung von ADAS und des Kim/Lin-Liu Algorithmus die Ergebnisse der Simulation unter Einbeziehung einer Diffusion der schnellen Ionen noch etwas weiter an die experimentellen Ergebnisse annähern, die mit $D_{\text{fast}} = 0$ noch etwas weiter entfernen. Die früher erhaltenen Resultate werden untermauert. Auch der Gesamtstrom in der off-axis-Phase (Abb. 4.12) ist hier im Zentrum noch etwas größer.

Die Unterschiede im Stromtrieb ohne Berücksichtigung einer anomalen Diffusion der schnellen Ionen entsprechen bei Schuss #18703 in etwa denen bei Schuss #18383. Die größten Unterschiede ergeben sich in der off-axis-Phase. Der Stromtrieb mit ADAS-Kim/Lin-Liu ist hier ca. 20% größer als der mit PREACT-Hirshman (Abb. 4.9). Im Allgemeinen sind die Differenzen aber geringer, die Variationen im Gesamtstrom daher minimal. Durch Berücksichtigung der anomalen Diffusion verlieren die Unterschiede zwischen den einzelnen Modellen an Bedeutung, da sie durch die Diffusion „verschmiert“ werden.

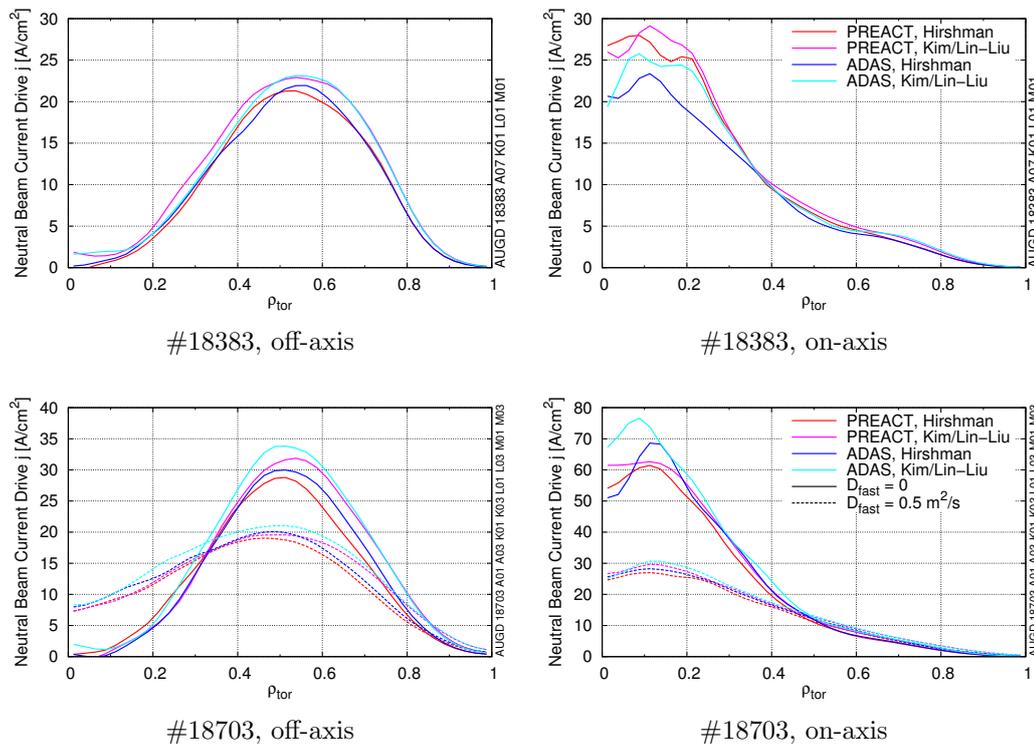


Abb. 4.9.: Stromtrieb durch Neutralteilcheninjektion. Die Unterschiede im Stromtrieb betragen ohne Diffusion der schnellen Teilchen in der off-axis-Phase bei Schuss #18383 max. 10% und bei Schuss #18703 max. 20%. In der on-axis-Phase liegen die Profile außer im Zentrum fast identisch übereinander. Lässt man bei Schuss #18703 eine Diffusion der schnellen Teilchen in die Rechnungen eingehen, verringern sich die Unterschiede bzgl. der einzelnen Ionisations- und Stromtriebmodelle weiter. Die von ihnen verursachten Effekte werden durch die Diffusion „verschmiert“. Der Stromtrieb der Quellen 6 und 7 verliert durch die Diffusion seinen off-axis-Charakter. Ohne Diffusion wird der Strom hauptsächlich um $\rho = 0.5$ getrieben, im Zentrum verschwindet er nahezu. Mit Diffusion ist ein signifikanter Anteil des Stromtriebs im Zentrum lokalisiert, weiter außen ist der Stromtrieb entsprechend geringer.

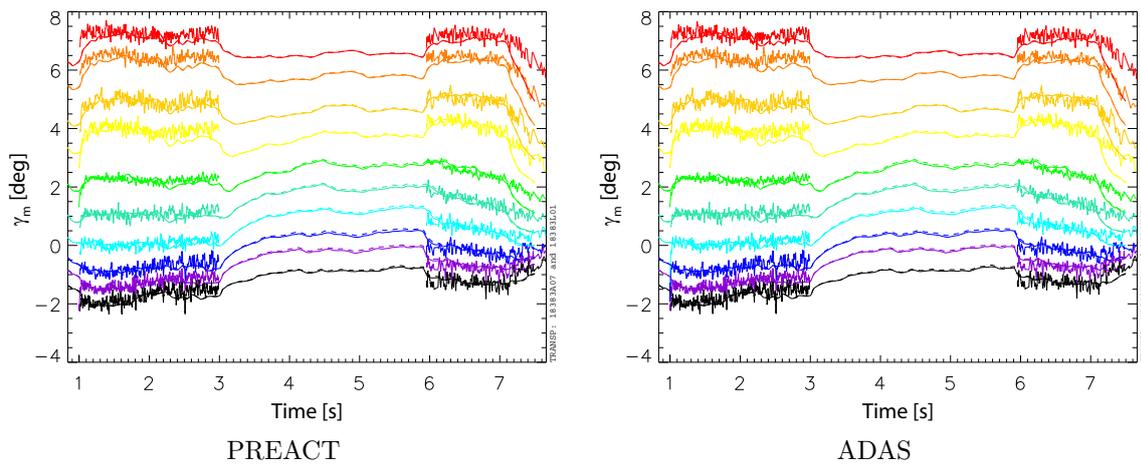


Abb. 4.10.: Vergleich der Experimente und der neuen TRANSP Ergebnisse für Schuss #18383 (Durchgezogene Linie Hirshman, gestrichelt Kim/Lin-Liu Algorithmus). Unterschiede zur den ursprünglichen Rechnungen (Abb. 4.7) sind auf die Verwendung von Elektronentemperaturdaten aus einer anderen Diagnostik zurückzuführen.

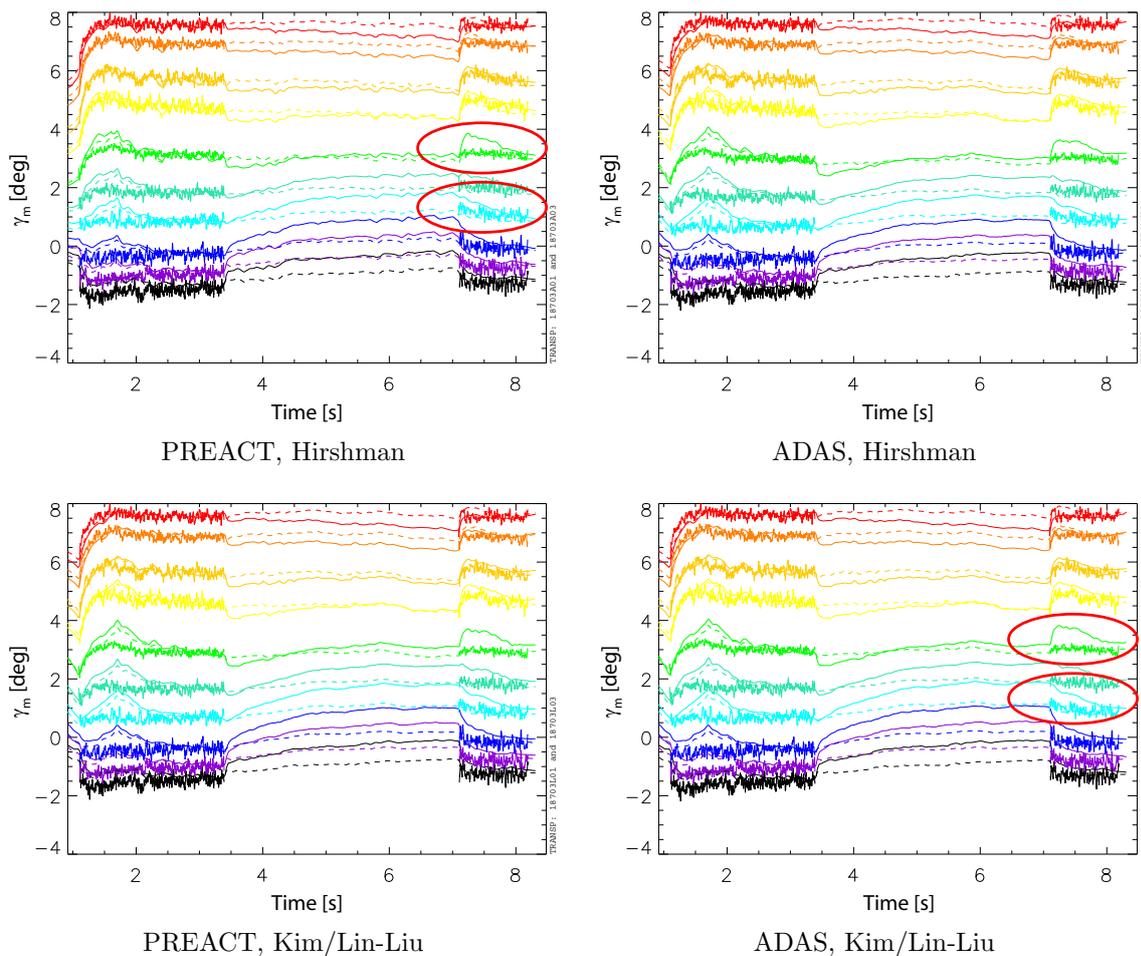


Abb. 4.11.: Vergleich der Experimente und der neuen TRANSP Ergebnisse für Schuss #18703 (Durchgezogene Linie ohne Diffusion der schnellen Teilchen, gestrichelte Linie mit $D_{\text{fast}} = 0.5 \text{ m}^2/\text{s}$)

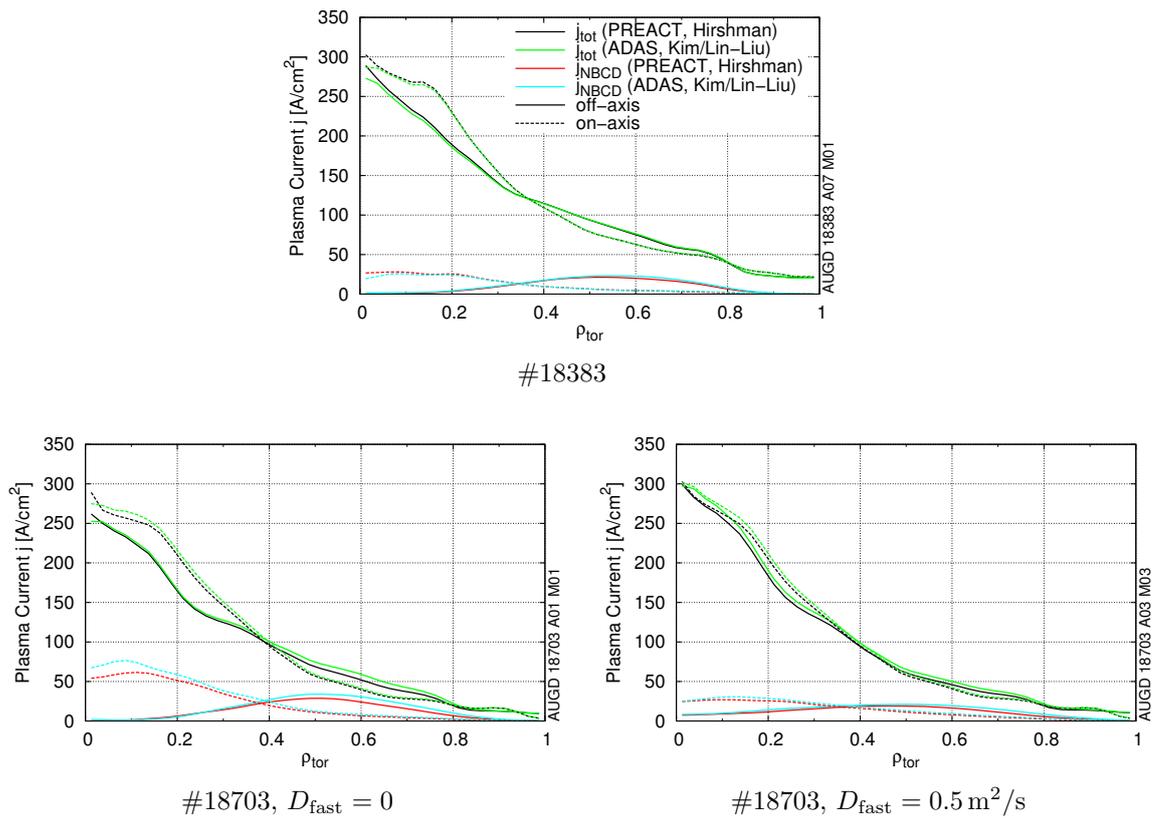


Abb. 4.12.: Gesamtstrom j_{tot} und durch Neutralteilcheninjektion getriebener Strom. Bei Schuss #18383 ergeben sich zwischen den einzelnen Ionisations- und Stromtriebmodellen kaum Unterschiede. Bei Schuss #18703 sind die Unterschiede zwischen PREACT-Hirshman und ADAS-Kim/Lin-Liu am größten. Da die off-axis-Quellen bei Berücksichtigung der Diffusion der schnellen Teilchen auch im Zentrum einen Strom treiben, hat das Profil des Gesamtstroms im Zentrum einen deutlicheren Peak als ohne Diffusion.

4.3. Modulierte NBI Strahlprofile

An ASDEX Upgrade wurden Experimente durchgeführt (#20852, #20853, #20960), bei denen zwei NBI-Quellen (3 & 7) mit konstanter Leistung betrieben wurden und eine weitere (Quelle 6) mit einem Signal im Bereich 16...35 Hz moduliert wurde [48]. Die schnellen Ionen heizen zuerst die Elektronen und treiben einen Strom im Plasma, bevor sie mit abnehmender Energie vor allem die Ionen heizen. Man erwartet daher, dass die durch diese Modulation erzeugte Störung in der Elektronentemperatur \tilde{T}_e (Abb. 4.13) derjenigen der auf die Elektronen übertragenen Leistung P_e entspricht.

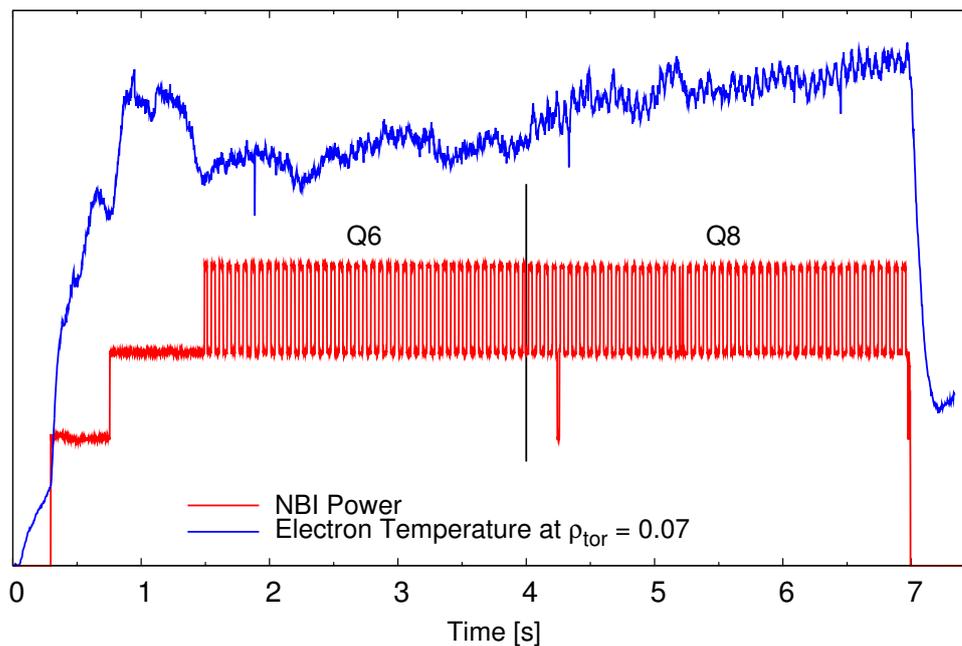


Abb. 4.13.: Strahlenergie und Elektronentemperatur Schuss #20852

Wendet man auf die modulierten Temperaturprofile eine Fouriertransformation an, so kann man in der Amplitude der transformierten Temperatur qualitativ den Temperaturübertrag der schnellen Ionen auf die Elektronen erkennen. Die transformierten Temperaturprofile sind wegen der Wärmeleitung breiter als die Depositionsprofile, aber das Maximum liegt an der selben Stelle. Durch Erhöhung der Modulationsfrequenz lässt sich auch dieser Verbreiterungseffekt verringern.

Rechnet man diese Experimente mit TRANSP nach, findet man eine prinzipielle Übereinstimmung, allerdings ist das Maximum zum Experiment etwas verschoben. Bei FAFNER Rechnungen stimmt die Position des Maximums besser überein.

Dies ist ein Effekt der sich gut durch Unterschiede in den Ionisationswirkungsquerschnitten erklären ließe. Daher sollen die entsprechenden Rechnungen nochmal unter Verwendung der ADAS Wirkungsquerschnitte wiederholt werden.

Ebenfalls bei diesen Experimenten betrachtet wurde der Neutronenfluss, genauer dessen relative Modulation (modulierter Wert geteilt durch den Mittelwert des modulierten Wertes). Dieser Wert lässt sich direkt zwischen Experiment und Simulation vergleichen. Das Ziel dabei ist es herauszufinden, ob es eine anomale Diffusion der schnellen Ionen gibt. Dieser Aspekt wird hier aber außen vor gelassen.

Die Phasenverschiebung zwischen der Modulation der Neutralteilcheninjektion und der Modulation der Elektronentemperatur gibt eine Aussage über die Abbremszeit der schnellen Ionen. Die Form des Profils der Phasenverschiebung ermöglicht eine Aussage über die Diffusion der schnellen Ionen während des Abbremsprozesses.

4.3.1. Wiederholung der Simulationen

Um die Effekte der Strahlmodulation zu erfassen, wurden die TRANSP Simulationen mit einer hohen Zeitaufösung von 2 ms durchgeführt. Die betrachteten Zeiträume der Schüsse sind in der folgenden Tabelle aufgeführt. Die radialen Profile wurden über diese Zeiten gemittelt.

	#20852	#20853	#20960
Modulationsfrequenz	16 Hz	24 Hz	35 Hz
Zeitbereich	2.0100 – 3.8763 s	2.0170 – 3.8219 s	2.0650 – 3.7642 s

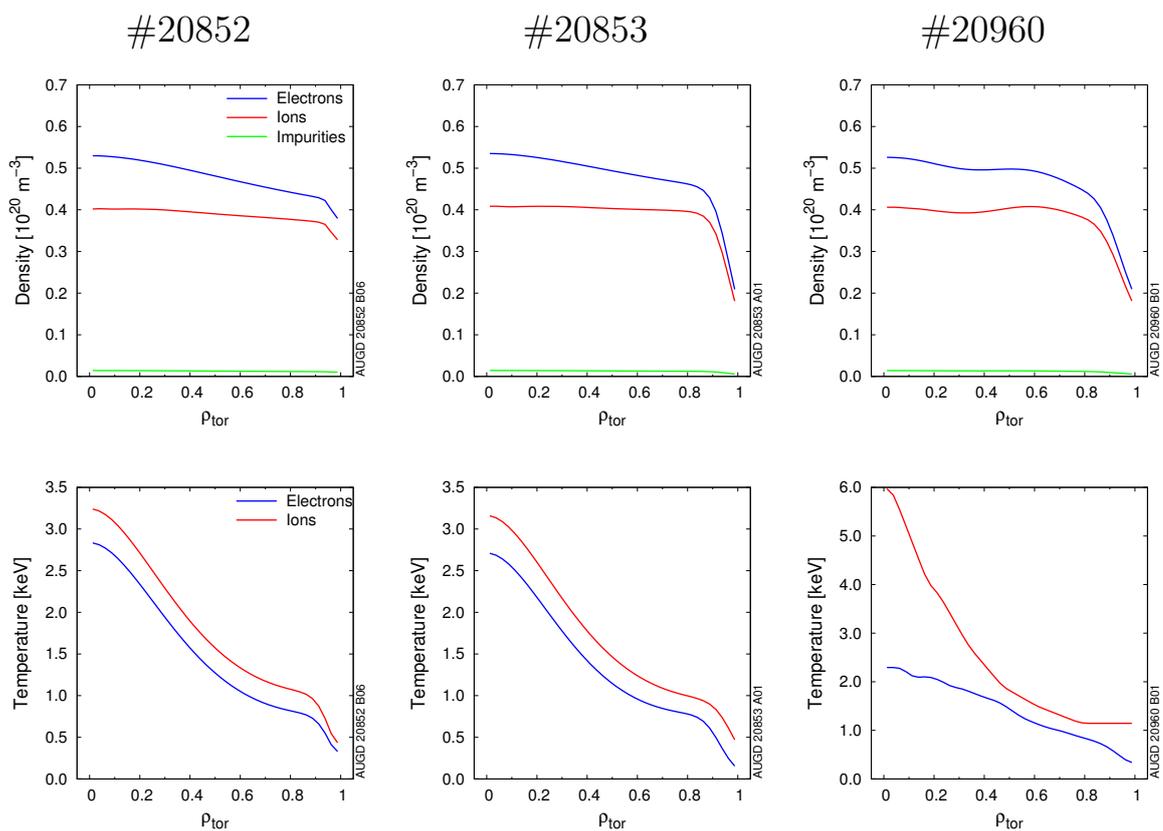


Abb. 4.14.: Dichte- und Temperaturprofile

Bei der Wiederholung der Simulationen mit ADAS hat sich gezeigt, dass sich kaum qualitative Unterschiede ergeben. Die Heizprofile \tilde{p}_e (Abb. 4.15) der Elektronen liegen noch an der selben Stelle wie zuvor, lediglich die Höhe des Peaks variiert etwas. Analoges gilt für die Phasenverschiebung ϕ_e , die Kurven mit PREACT und ADAS liegen größtenteils übereinander. Dieses Verhalten ist wiederum auf die (für Stromtriebexperimente typische) geringe Dichte zurückzuführen.

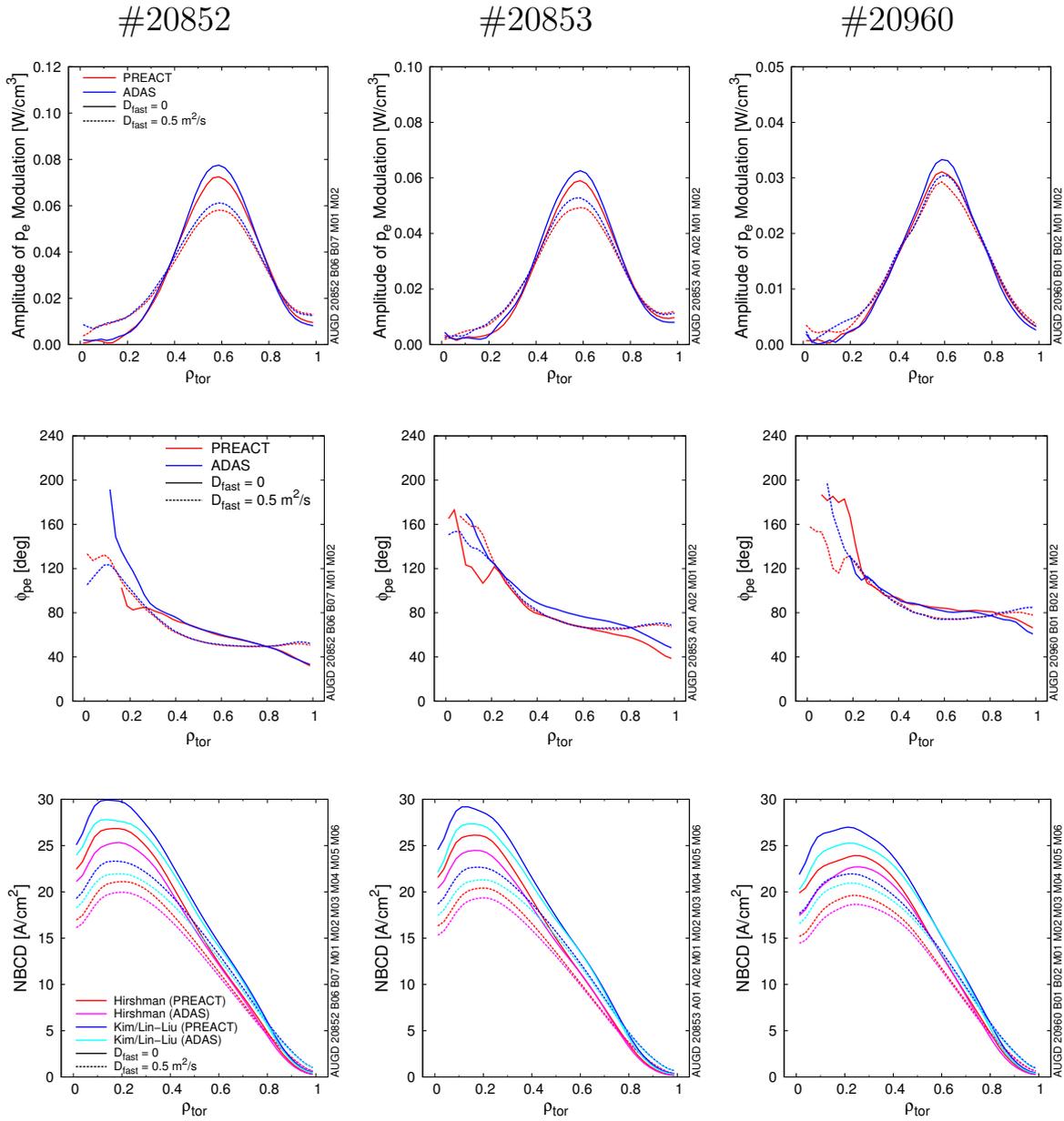


Abb. 4.15.: Amplitude \tilde{p}_e und Phasenverschiebung ϕ_{pe} der Heizungsmodulation, Stromtrieb durch Neutralteilcheninjektion

Bemerkenswert ist jedoch, dass bei Schuss #20853 die Phasenverschiebung für $D = 0$ zwischen PREACT und ADAS nicht wie bei den anderen Entladungen übereinstimmt, sondern im Fall von PREACT eher derjenigen mit $D = 0.5 \text{ m}^2/\text{s}$ entspricht. Für $D = 0.5 \text{ m}^2/\text{s}$ stimmen die mit PREACT und ADAS berechneten Phasenverschiebungen wie bei den anderen Entladungen überein. Dies ist wahrscheinlich ein Auflösungseffekt bzgl. der Zeit. Trotz der hohen zeitlichen Auflösung ist es möglich, dass ein Fehler gerade in der Größenordnung der Unterschiede in der Phase auftritt.

Die Auswirkungen auf den Stromtrieb (Abb. 4.15, unten) sind ebenfalls gering. Dies liegt daran, dass mehrere Quellen benutzt wurden und die Auswirkungen sowohl des Ionisationsmodells wie auch des Stromtriebmodells auf die verschiedenen Quellen unterschiedlich sind. So ist der Stromtrieb bei Quelle 3 und 7 mit ADAS etwas höher

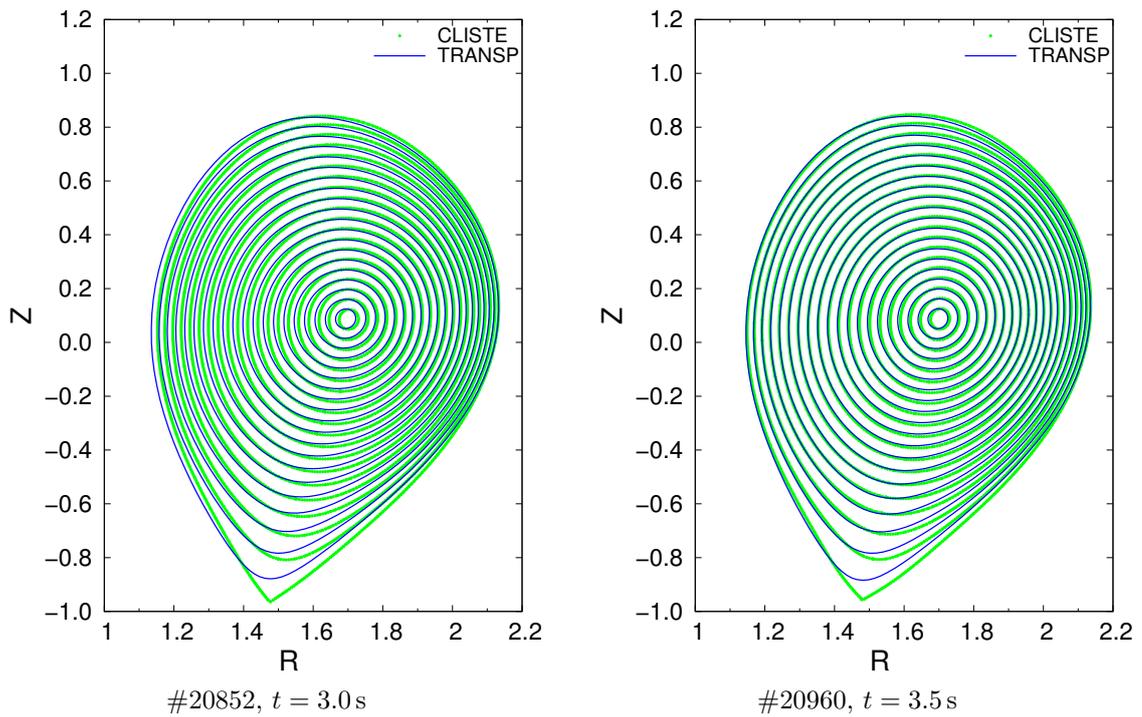


Abb. 4.16.: Gleichgewichte in CLISTE und den ursprünglichen TRANSP-Simulationen

als mit PREACT, bei Quelle 6 etwas niedriger (Abb. 2.13). Bei Verwendung des Shielding Factors nach Kim/Lin-Liu ist der Stromtrieb bei Quelle 3 etwas höher als mit dem von Hirshman, bei Quelle 6 und 7 etwas niedriger. In der Summe heben sich die Auswirkungen der einzelnen Modelle daher teilweise auf und der beobachtbare Effekt ist relativ klein.

4.3.2. Vergleich mit FAFNER und Einfluss des Gleichgewichts

Die Wiederholung der FAFNER-Rechnungen mit ADAS zeigen kaum Unterschiede zu den ursprünglichen Rechnungen mit Freeman & Jones (Abb. 4.17). Lediglich bei Schuss #20960 ist die Elektronenheizung im Zentrum mit ADAS etwas höher. Dies könnte aber auch daran liegen, dass bei den ursprünglichen Rechnungen die Ionen-temperatur vernachlässigt wurde ($T_i = 0$), die jetzt mit berücksichtigt wurde. Das wesentliche Resultat hierbei ist aber, dass die Verschiebung zwischen der Amplitude der fouriertransformierten Elektronenheizung aus TRANSP und der Elektronenheizung aus FAFNER bestehen bleibt.

Eine mögliche Ursache hierfür könnte das Gleichgewicht sein. Dies wurde in den ursprünglichen TRANSP-Rechnungen nur anhand der Form der Separatrix (äußerste Flussfläche), des Plasmastroms und des Magnetfelds auf der Achse vorgegeben. TRANSP hat daraus das Gleichgewicht rekonstruiert. Auch konnte sich das Gleichgewicht in diesen Rechnungen entsprechend den Einwirkungen der Neutralteilcheninjektion entwickeln. Dies hat zur Folge, dass das Gleichgewicht in TRANSP nicht mit dem CLISTE-Gleichgewicht übereinstimmt (Abb. 4.16). Um die daraus resultierenden Auswirkungen abzuschätzen, wurde in TRANSP analog den Benchmark-

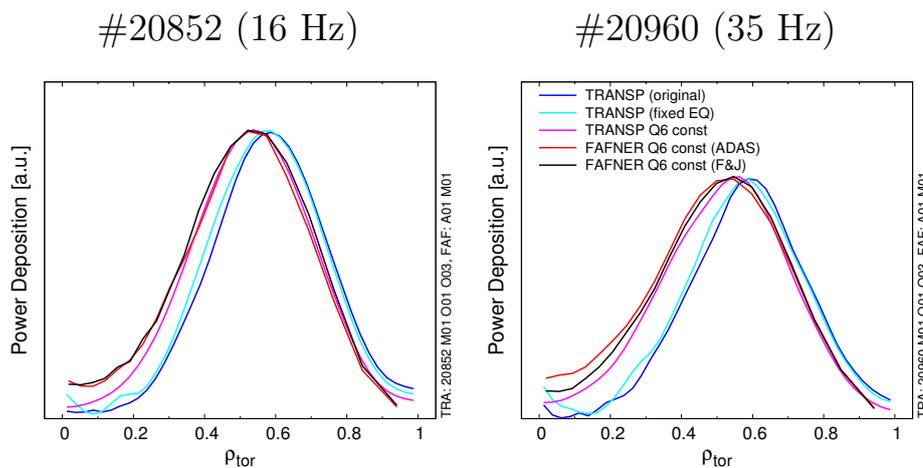


Abb. 4.17.: Vergleich der Elektronenheizung zwischen FAFNER und TRANSP

Rechnungen das Gleichgewicht mittels Fouriermomenten komplett vorgeschrieben und zeitlich konstant gehalten. Das Resultat ist die cyanfarbene Kurve in Abb. 4.17. Man sieht, dass die Unterschiede zu der blauen Kurve, den ursprünglichen Rechnungen, gering sind.

FAFNER berücksichtigt aber nicht die Modulation, sondern rechnet nur den Fall stationärer Einstrahlung. Man kann daher keine Modulationsamplitude bestimmen. Die Form der Modulationsamplitude sollte aber mit derjenigen des Heizprofils für die Quelle 6 im nichtmodulierten Betrieb übereinstimmen, obschon die deponierte Gesamtleistung in diesem Fall natürlich viel höher ist. Also wurde dieses Szenario auch in TRANSP nachgerechnet (magentafarbene Kurve in Abb. 4.17). Man sieht, dass das Resultat dieser Rechnung deutlich besser mit dem der FAFNER-Rechnung übereinstimmt. Geringe Unterschiede ergeben sich lediglich im Zentrum. Diese waren aber bereits im Benchmark aufgetreten (Abschnitt 2.4, Abb. 2.9). Für diese Rechnung wurde das Gleichgewicht ebenfalls durch Fouriermomente vorgeschrieben und in der Zeit festgehalten.

Die Verschiebung des Peaks des Heizprofile aus FAFNER und der Amplitude der fouriertransformierten Heizleistung aus TRANSP liegt also an der Modulation selbst und nicht an den verwendeten Wirkungsquerschnitten. Dieses Phänomen ist auf den radialen Verlauf der Abbremszeit der schnellen Ionen zurückzuführen. Letztere ist im Zentrum höher, da die Kollisionalität hier niedriger ist⁵. Ihr Verlauf sollte in etwa der Phasenverschiebung in Abb. 4.18 entsprechen. Durch die Modulation wird das Depositionsprofil entsprechend dem Verhältnis aus Modulations- und Abbremszeit skaliert. D.h., da die Modulationszeit konstant ist, wird die Energiedeposition nahe des Zentrums erniedrigt, näher am Rand relativ dazu leicht erhöht.

⁵ Das Dichteprofil ist relativ flach, die Temperatur steigt zum Zentrum hin stark an (Abb. 4.14), also sinkt die Kollisionalität zum Zentrum hin.

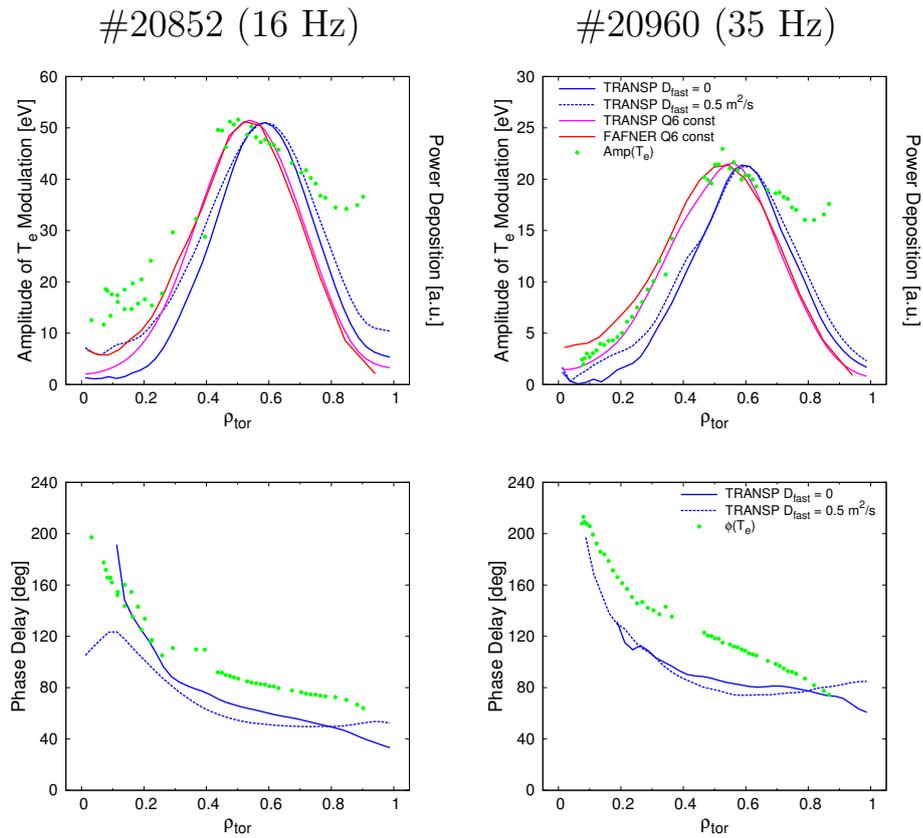


Abb. 4.18.: Vergleich der Amplitude und Phase der experimentellen Daten von \tilde{T}_e mit den berechneten Daten von \tilde{p}_e (alle Simulationen mit ADAS)

4.3.3. Vergleich mit dem Experiment

Der Vergleich mit dem Experiment erfolgt nur für die Schüsse #20852 und #20960, da sich die Schüsse #20852 und #20853 kaum unterscheiden. Aufgrund der geringen Änderungen mit den einzelnen Modellen ergeben sich kaum neue Erkenntnisse zu den zuvor beschriebenen Resultaten [48].

Der Peak der Amplitude der fouriertransformierten Elektronentemperatur befindet sich in beiden Fällen ungefähr beim halben Plasmaradius. Die Asymmetrie kommt dadurch zustande, dass der Wärmefluss im äußeren Bereich der Deposition größer ist. Das Maximum der Leistungsdeposition p_e liegt in FAFNER und TRANSP ca. $\Delta\rho_{tor} \leq 0.1$ auseinander. Im 35 Hz Fall stimmen die experimentellen Daten auf der Innenseite sehr gut mit der FAFNER-Simulation überein, noch besser mit der TRANSP-Simulation ohne Modulation der Neutralteilcheninjektion. Im Falle der geringeren Frequenz ist das gemessene Profil durch Wärmediffusion verbreitert.

Die mit TRANSP berechnete Phasenverschiebung von p_e ist generell etwas kleiner als die von \tilde{T}_e , die Form der Profile stimmt aber prinzipiell überein. Bei 16 Hz zeigt die Phase mit $D = 0.5 \text{ m}^2/\text{s}$ einen stärkeren V-Charakter. Dieser scheint zwar die Messwerte besser widerzuspiegeln, die Messfehler, insbesondere für $\rho \lesssim 0.3$, sind aber so groß, dass eine klare Aussage hieraus nicht abzuleiten ist. Bei höherer Frequenz ist der Unterschied der Phasen mit und ohne turbulenten Transport deutlich geringer.

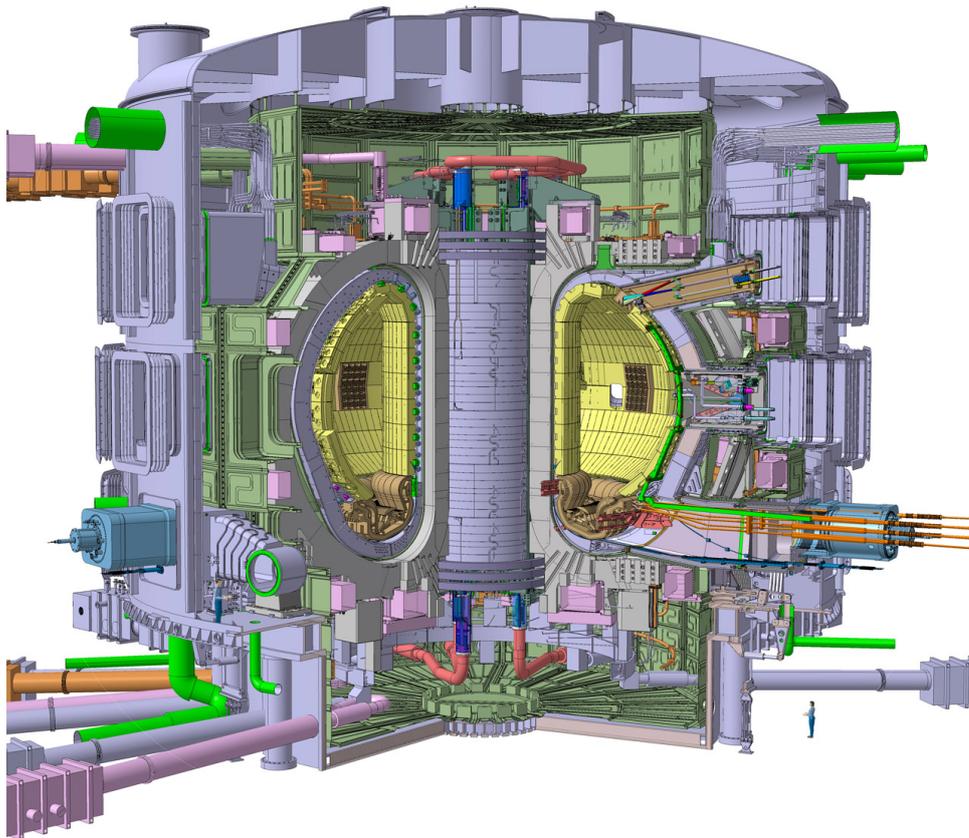


Abb. 4.19.: Schematischer Aufbau von ITER

4.4. ITER Beispielszenario

ITER (Abb. 4.19) ist der nächste große Schritt in der Fusionsforschung. Mit diesem Experiment will man erstmals deutlich mehr Energie erzeugen als zur Heizung benötigt wird. Man will einen zehnmals höheren Energieoutput als -input erreichen. Die für ITER angestrebten Szenarien haben eine hohe Dichte ($\sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$) und hohe Temperatur (10...30 keV). Die Neutralteilcheninjektion wird voraussichtlich bei einer Energie von 1 MeV betrieben werden. In diesem Regime hat die Wahl des Ionisationsmodells beträchtliche Auswirkungen auf die bei Simulationen zu erwartenden Resultate.

Um die Bedeutung dieser Arbeit für ITER aufzuzeigen, sollen die Auswirkungen der verschiedenen Modelle anhand eines ITER Beispielszenarios veranschaulicht werden. Dieses entspricht weitgehend dem von Budny [10] beschriebenen Szenario 20100P07 bzw. 2NB/IC/EC. Seitens R. Budny wurden kleinere Änderungen vorgenommen, um die Ausführungszeit zu optimieren, die die Resultate aber kaum beeinflussen. Im wesentlichen wurden lediglich die verwendeten Ionisations- und Stromtriebmodelle variiert.

Bei diesem Szenario wird eine Mischung der externen Heizung aus Neutralteilcheninjektion mit negativen Ionen (NNBI), Ionen- (ICRH) und Elektronenzyklotronresonanzheizung (ECRH) simuliert (siehe Abb. 4.20). Die Gesamtheizleistung beträgt zwischen 80 s und 130 s 73 MW, wird dann bis 300 s auf 47 MW reduziert, bei 300 s auf 37 MW und bei 400 s noch einmal auf 4 MW abgesenkt.

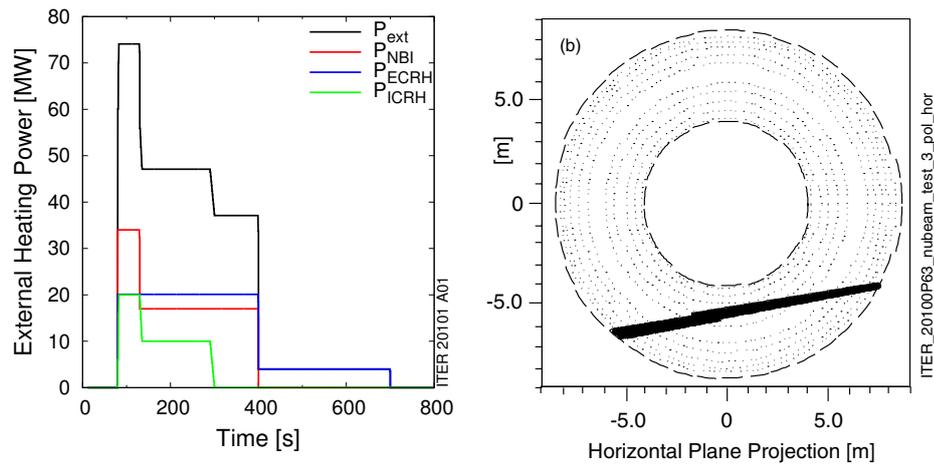


Abb. 4.20.: Externe Heizung bei ITER #20101 und NBI Teilchenbahnen [10]

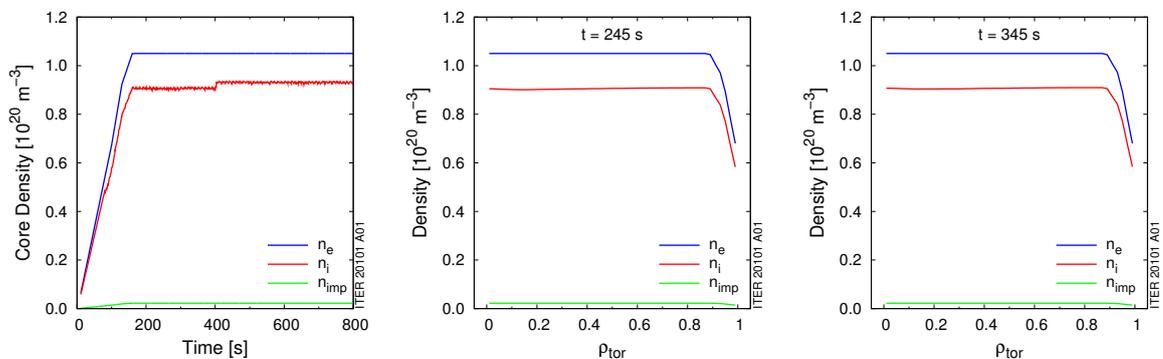
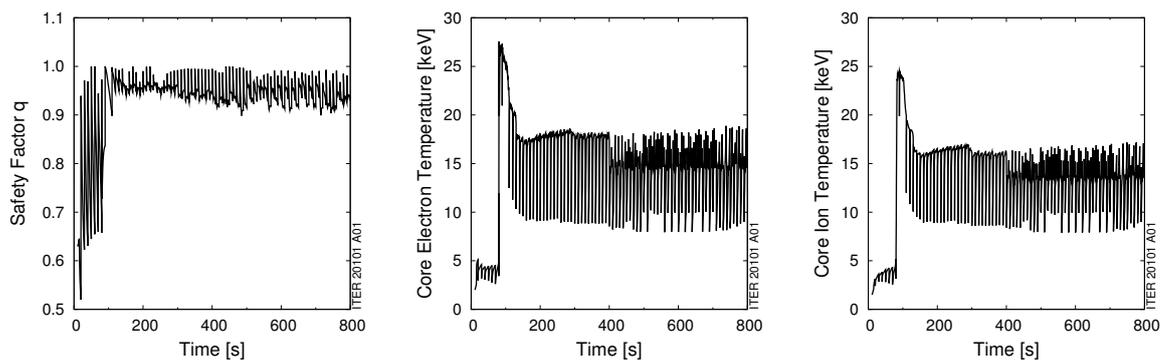
Abb. 4.21.: Dichte: Zeitspur im Zentrum, radiales Profil bei $t = 245 \text{ s}$, $t = 345 \text{ s}$ 

Abb. 4.22.: Zeitspuren des Sicherheitsfaktor, der Elektronen- und der Ionen-dichte im Zentrum des Plasmas

Das Plasma wird dann fast ausschließlich durch schnelle α -Teilchen geheizt. Die ECRH dient nur noch zur Kontrolle von NTMs (*neoclassical tearing modes*, [63]). Bei 700 s wird die externe Heizung ganz abgeschaltet. Der NBI Anteil ist 34 MW zwischen 80 s und 130 s, und 17 MW zwischen 130 s und 400 s. ITER hat zwei Neutralteilcheninjektoren, beide mit tangentialer Einstrahlgeometrie.

Abb. 4.21 zeigt die Zeitspur der Dichte im Zentrum sowie das radiale Dichteprofil bei $t = 245 \text{ s}$ (NBI+ICRH+ECRH) und $t = 345 \text{ s}$ (NBI+ECRH). Es wird angenommen,

dass das Plasma nach der Startphase in einen stationären Zustand übergeht, und dass die Dichte von Zentrum bis zum Pedestal konstant bleibt und dann steil abfällt (es wird eine H-Mode simuliert [60, 59]).

Man nimmt an, dass in ITER Sägezahninstabilitäten einen entscheidenden Einfluss auf die Profile in Zentrum haben werden. Daher wurden diese mit einer festen Sägezahnperiode von 10 s berücksichtigt. Die Auswirkungen kann man sehr deutlich an den Zeitspuren des Sicherheitsfaktors und der zentralen Ionen- und Elektronentemperatur sehen (Abb. 4.22).

4.4.1. Shinethrough

In Abb. 4.23 (Mitte) ist der Shinethrough dargestellt. Es zeigt sich, dass dieser bei der geringen Dichte am Anfang der Plasmaentladung mittels der Grundzustandsmodelle ca. neun mal so hoch berechnet wird wie mit dem Excited State ADAS Modell und ca. drei mal so wie mit dem Excited State Modell von Janev. Zwischen Janev und ADAS liegt etwa ein Faktor drei. Während die Shinethrough-Leistung bei den Grundzustandsmodellen einen Wert von fast einem MW erreicht, liegt sie bei ADAS kaum höher als 100 kW. Da die Wirkungsquerschnitte des Excited State ADAS Modells auch bei geringer Dichte höher sind als die von PREACT (siehe Anhang B, Abb. B.4), werden hier auch bei geringer Dichte mehr Teilchen ionisiert. Dies bedeutet, dass man, die ADAS Daten zugrunde legend, eher mit der Heizung des Plasmas durch Neutralteilcheninjektion beginnen kann, als die Rechnung mit PREACT nahelegen. Zu Beginn der Plasmaentladung ist die Dichte noch sehr gering und daher der Shinethrough verhältnismäßig groß. Da die Wandmaterialien nur eine gewisse Energie aufnehmen können, ohne Schaden davonzutragen, muss im Plasma eine ausreichend hohe Dichte vorherrschen, bevor man mit der NBI Heizung beginnen kann. Der Unterschied zu den Daten von Janev ist natürlich deutlich geringer, aber auch hier ist der Unterschied von nicht zu vernachlässigender Größe. Im stationären Betrieb ergibt sich ein noch größerer, wenngleich weniger bedeutender Unterschied. Die Shinethrough-Leistung, mit PREACT berechnet, liegt hier im Bereich von 12...13 kW, während sie mit ADAS berechnet gerade bei 130...150 W liegt. Das ist ein Unterschied um beinahe einen Faktor 100.

4.4.2. Heizleistung

Die logische Konsequenz aus einem geringeren Shinethrough der Rechnungen mit ADAS ist eine höhere Heizleistung. Genau dies sieht man ebenfalls in Abb. 4.23 (oben rechts).

Außer zu Beginn der Entladung sind die numerischen Unterschiede bei Verwendung der einzelnen Modelle nicht sehr groß. Es ist jedoch ein Trend erkennbar, dass bei Verwendung der Grundzustandsmodelle etwas mehr Heizung der Ionen vorhergesagt wird, bei Verwendung der Excited State Modell von ADAS und Janev etwas mehr Heizung der Elektronen. Dies ist dadurch erklärbar, dass bei den Excited State Modellen mehr Teilchen am Rand ionisiert werden (Abb. 4.24). Aufgrund der geringen Elektronentemperatur am Rand ist die kritische Energie, d.h. die Energie der schnellen Ionen, bis zu der hauptsächlich die Elektronen geheizt werden, hier geringer als im Zentrum, und die Elektronenheizung dominiert.

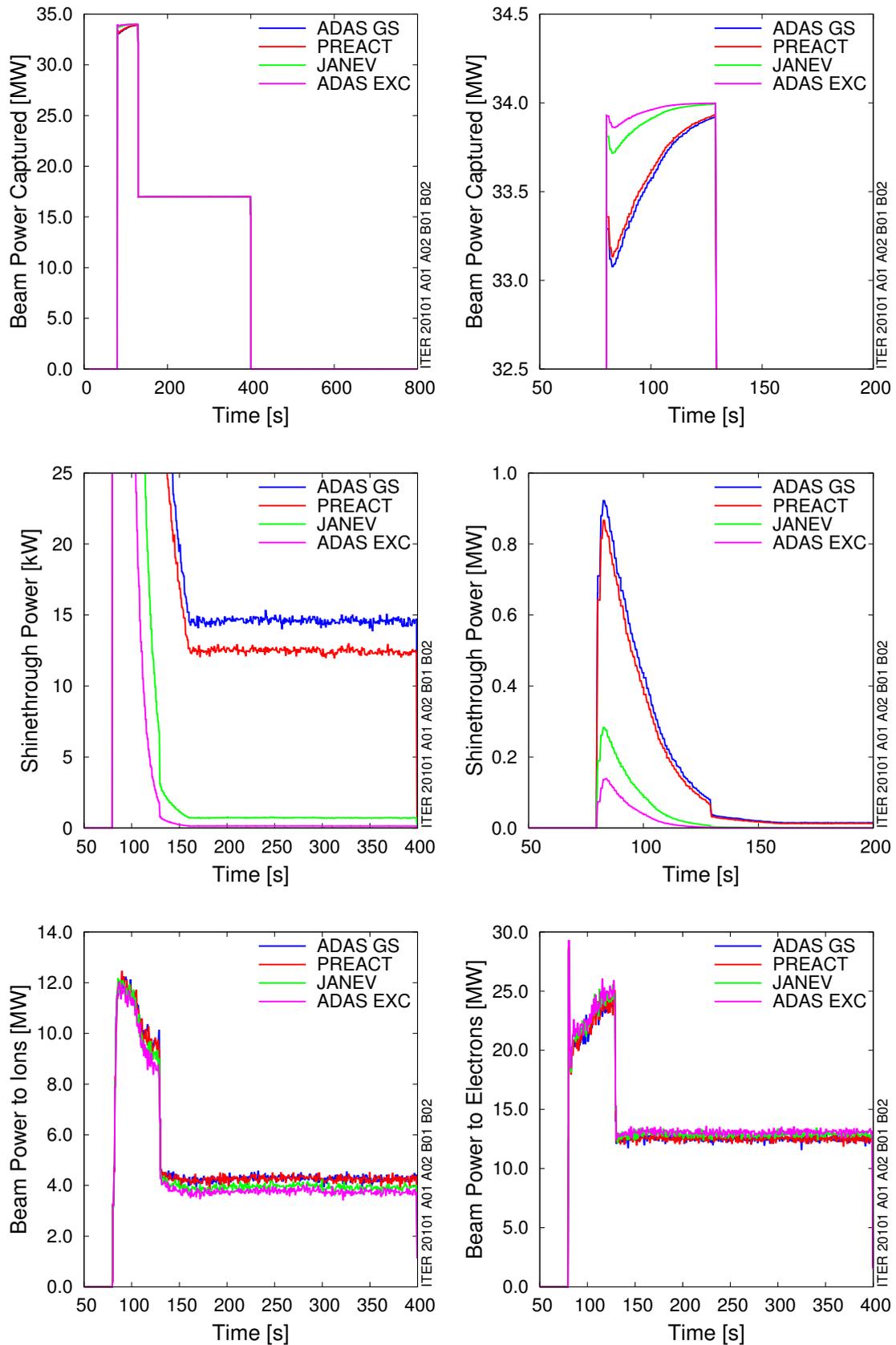


Abb. 4.23.: Heizleistung und Shinethrough #20101

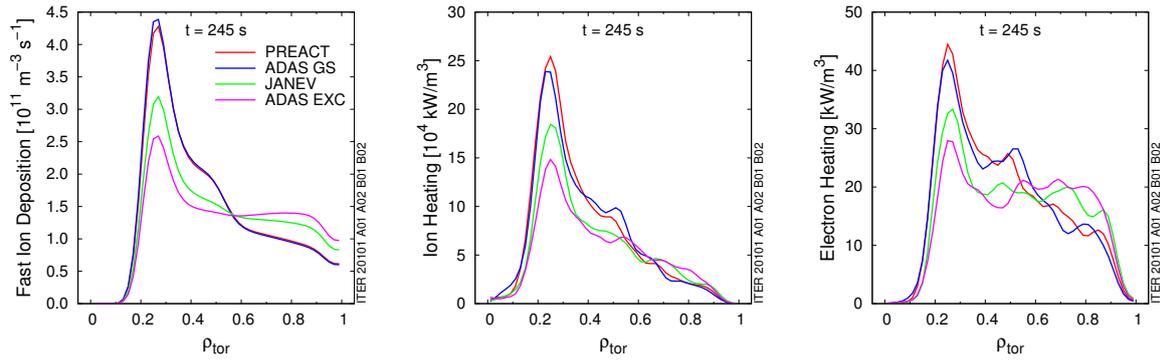
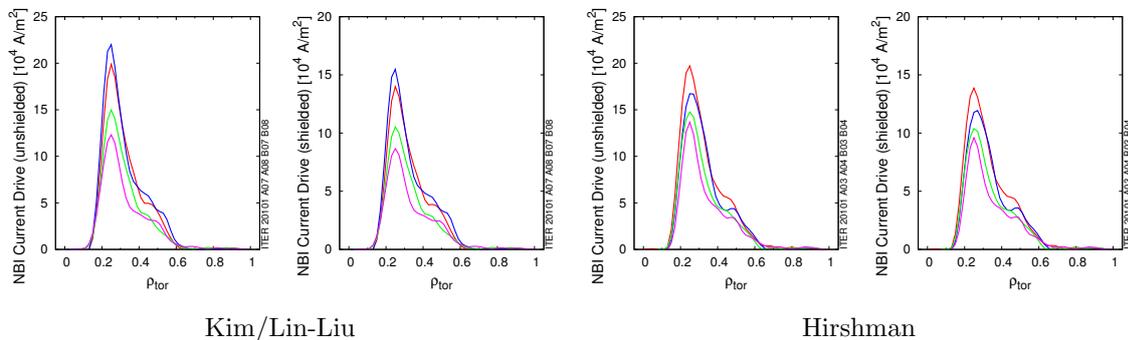


Abb. 4.24.: Radiale Profile der Deposition und der Heizung bei $t = 245$ s



Kim/Lin-Liu Hirshman
 Abb. 4.25.: Radiale Profile des Stromtriebs bei $t = 245$ s

4.4.3. Stromtrieb

Mit Janev beträgt der Stromtrieb ca. 75% des Stromtriebs mit PREACT, mit ADAS ca. 65% (Abb. 4.27) - unabhängig, ob man den Algorithmus von Hirshman oder den von Kim/Lin-Liu verwendet. Vergleicht man die Depositionsprofile (Abb. 4.24) mit dem Strom durch die schnellen Ionen (Abb. 4.25), sieht man, dass die Stromprofile denen der Deposition in Abhängigkeit des Ionisationsmodells folgen. Am Rand ist der Stromtrieb geringer, da die Kollisionsalität dort am größten ist (Abb. 4.26 Mitte). Im Zentrum wird ebenfalls kaum Strom getrieben. Da der Teilchenstrahl diesen Teil des Plasmas kaum passiert (Abb. 4.20), geht hier auch die Deposition gegen null. Durch die Rückwirkung des durch Neutralteilcheninjektion getriebenen Stroms auf das Gleichgewicht, ist auch der Strom der schnellen Ionen bei Verwendung unterschiedlicher Shielding-Algorithmen verschieden⁶.

Zwischen den beiden Stromtrieb-algorithmen gibt es kaum Unterschiede. Die Kollisionsalität ist bei diesem Szenario größtenteils noch geringer als im zuvor betrachteten AUGD Schuss #17870. Die Korrektur bzgl. ν_e^* des Hirshman-Algorithmus hat daher keinen großen Einfluss auf die Ergebnisse. Die größten Unterschiede ergeben sich für $\rho_{tor} > 0.7$ (Abb. 4.26 rechts), wo die Kollisionsalität hoch ist. Hier ist der Strom durch die schnellen Ionen aber verschwindend (Abb. 4.25), so dass diese Unterschiede nicht ins Gewicht fallen.

⁶ Bei den Benchmark Simulationen ist dieser Effekt nicht aufgetreten, da der Gesamtstrom im Plasma konstant gehalten wurde und daher die Magnetfeldkonfiguration und das Gleichgewicht nicht in Abhängigkeit des getriebenen Stroms variierten.

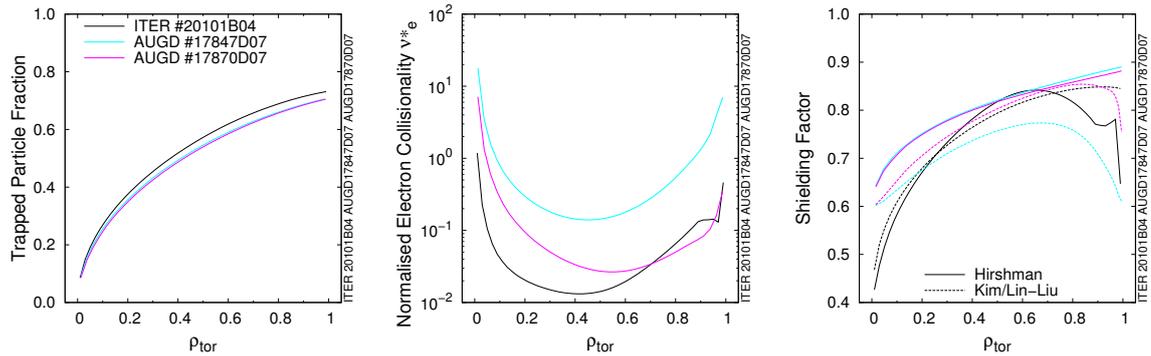


Abb. 4.26.: Trapped Particle Fraction, Kollisionsalität und Shielding Factor im Vergleich zwischen ITER und ASDEX Upgrade

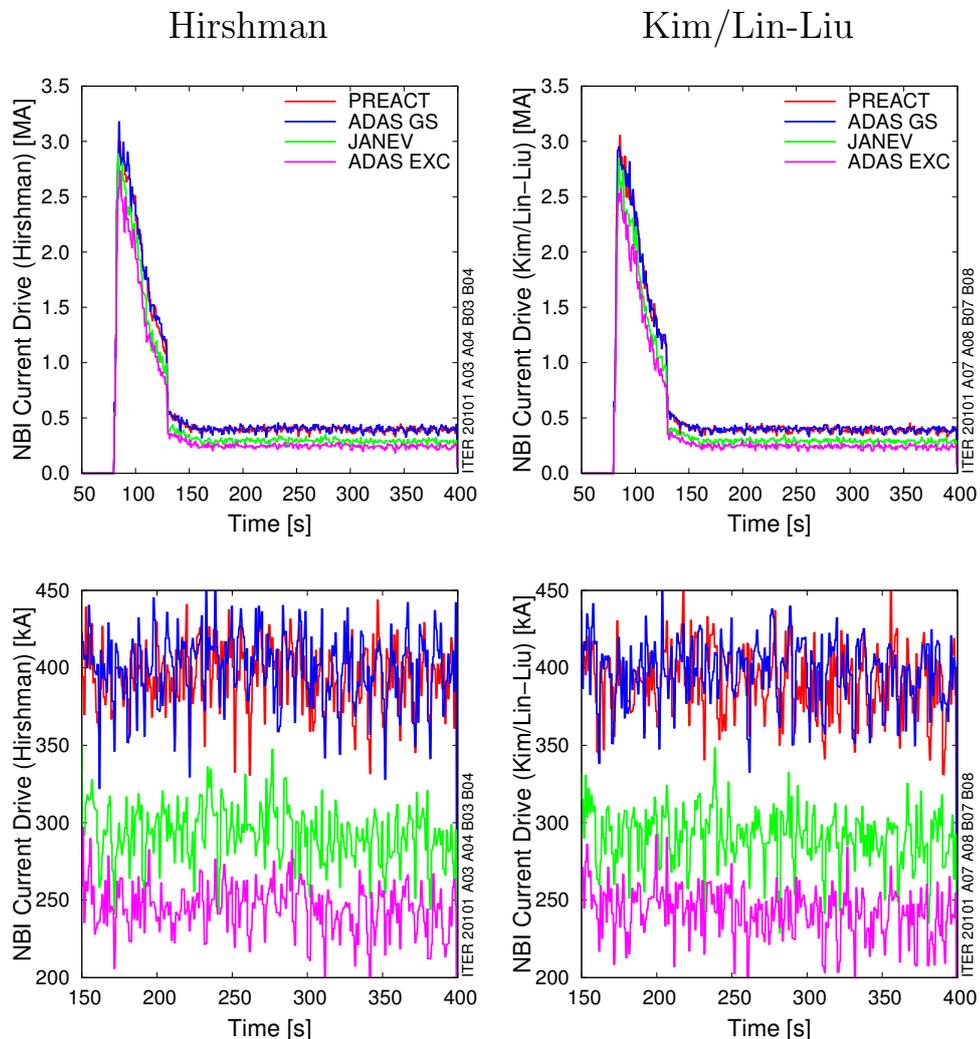


Abb. 4.27.: Stromtrieb ITER #20101. Die wesentlichen Unterschiede im Stromtrieb werden durch die verschiedenen Ionisationsmodelle hervorgerufen. Die beiden Stromtriebmodelle liefern fast dieselben Ergebnisse.

Aufgrund der berücksichtigten Verunreinigungen ($Z_{\text{eff}} = 1.75$) spielen die Korrekturen in den höheren Ordnungen der Trapped Particle Fraction des Kim/Lin-Liu auch

eine eher geringe große Rolle.

Man sieht also, dass bei diesem Beispiel die Wahl des Stromtriebalgorithmus nachrangig ist. Den größten Einfluss auf den Stromtrieb hat hier das verwendete Ionisationsmodell. Das liegt zum einen an der über weite Gebiete des Plasmas niedrigen Kollisionalität, zum anderen und vor allem aber an dem tangentialen Einschuss der NBI-Quellen. Am Rand, wo die Unterschiede zwischen den Stromtriebalgorithmus aufgrund der hohen Kollisionalität am größten sind, wird mit diesen Quellen kaum Strom getrieben. Diese Unterschiede machen sich daher in den Resultaten der Rechnung nicht bemerkbar.

4.5. Zusammenfassung

Es hat sie gezeigt, dass die Wahl der Ionisationsmodells entscheidenden Einfluss auf die Berechnung der Depositions-, Heiz- und Stromtriebsprofile der schnellen Ionen in FAFNER und TRANSP/NUBEAM sowohl bei heutigen Experimenten (ASDEX Upgrade) als auch bei zukünftigen Experimenten (ITER) haben kann. Voraussetzung ist eine hohe Dichte im Plasma ($\gtrsim 10^{20} \text{ m}^{-3}$) und ein steiles Pedestal der Dichte am Plasmarand (AUGD #17847, ITER #20101). Ist die Dichte zwar hoch, das Pedestal aber verhältnismäßig flach (AUGD #21426), sind die Unterschiede durch die einzelnen Modelle ebenfalls geringer.

Bei niedrigerer Dichte (AUGD #17870, #18703, #20852, #20960, #21403) spielt die Wahl des Ionisationsmodells kaum eine Rolle. Insbesondere Effekte durch die Berücksichtigung angeregter Zustände der Strahlröhre können hier vernachlässigt werden, da die Zeit zwischen zwei Stößen so gering ist, dass sich kaum Neutralteilchen in angeregten Zuständen befinden.

Während die Auswirkungen der verschiedenen Modelle für den Shielding Factor des Stromtriebs bei ASDEX Upgrade zwar moderat (20...30% im Gesamtstrom) aber deutlich sichtbar sind, liefern die Modelle nach Kim/Lin-Liu und Hirshman bei ITER nahezu identische Ergebnisse. Dies liegt vor allem an der geringen Kollisionalität und der Einstrahlrichtung der NBI-Quellen, so dass die Korrekturen des Hirshman-Algorithmus vernachlässigbar werden. Dort wo sie eine Rolle spielen, insbesondere am Rand, wird aufgrund der Einstrahlcharakteristik der Quellen kaum Strom getrieben, so dass diese theoretischen Unterschiede nicht ins Gewicht fallen.

So konnten denn auch die Ergebnisse der früheren Untersuchungen zur β -Skalierung, zum Stromtrieb und zur NBI-Strahlmodulation weitgehend bestätigt werden. Große Unterschiede in den Ergebnissen zeigen sich jedoch bei den Simulationen für ITER. Die Ergebnisse bzgl. Heizung und Deposition zeigen nur geringe Unterschiede, da Budny et al. zuvor bereits das Excited State Modell von Janev & Boley für ihre Rechnungen benutzt haben. Vergleicht man jedoch mit PREACT sind die Unterschiede durchaus bedeutsam.

Weitere Untersuchungen empfehlen sich evtl. zu den Gültigkeitsbereichen der beiden Algorithmen, da beide Einschränkungen aufweisen (vernachlässigbare Kollisionalität bei Kim/Lin-Liu, inverses Aspektverhältnis ≤ 0.15 bei Hirshman), die nicht allgemein gültig sind unter Umständen zu großen Fehlern in den Ergebnissen führen können. Die beste Übereinstimmung bei ansonsten gleichen Parametern scheint sich abhängig von Z_{eff} bei einer Kollisionalität im Bereich $10^{-2} < \nu_e^* < 10^{-1}$ einzustellen.

Anhang

A. Collisional Radiative Modelling

In diesem Kapitel folgt eine kurze Darstellung der Berechnung der Wirkungsquerschnitte bzw. Ratenkoeffizienten für die Abschwächung des Neutralteilchenstrahls im Plasma im Modell von Janev et al. bzw. in ADAS.

Zuerst werden Möglichkeiten der Modellierung der Populationen der angeregten Zustände aufgezeigt, dann das sogenannte *Collisional Radiative Model* beschrieben, dass sowohl bei Janev und Suzuki wie auch bei ADAS zum Einsatz kommt, wie es in den einzelnen Fällen umgesetzt wird, und wie daraus schließlich die Wirkungsquerschnitte gewonnen werden.

A.1. Population der angeregten Zustände

Beim Einschuss von Neutralteilchen in ein Plasma, sind die Stoßprozesse durch die Ionen für die Ionisation der Strahlkatode am wichtigsten. Für die Anregung sind sowohl Stöße mit Ionen wie auch mit Elektronen von Bedeutung. Die Abregung kann sowohl durch Stöße als auch durch Strahlungsprozesse geschehen.

Zu Beschreibung der Populationsstruktur der angeregten Zustände der Neutralteilchen gibt es abhängig vom Bereich, in dem sich die Plasmadichte befindet, drei Modelle: bei niedriger Dichte das Koronalbild ($n_i < 10^{11} \text{ cm}^{-3}$), bei mittlerer Dichte das für uns interessante Stoß-Strahlungs-Bild ($10^{11} < n_i < 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) und bei hoher Dichte das Hochdichte-Bild ($n_i > 10^{18} \text{ cm}^{-3}$).

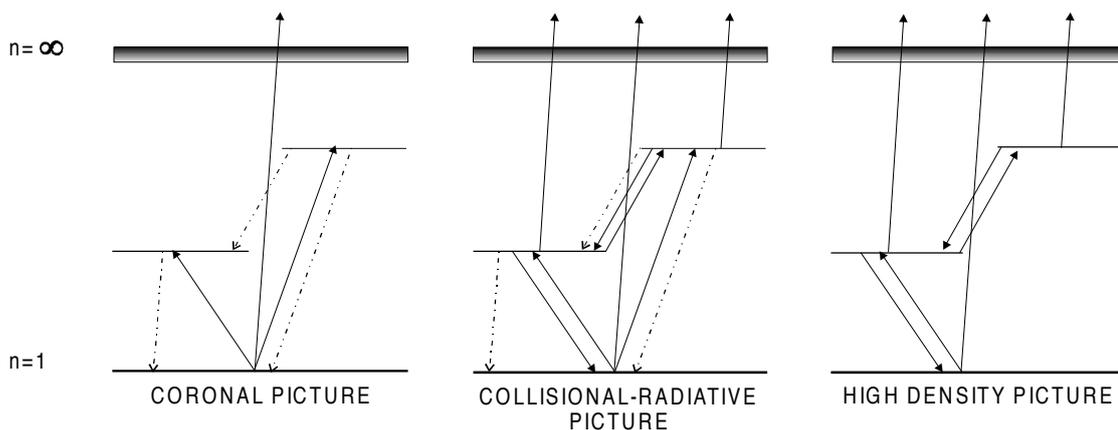


Abb. A.1.: Verschiedene mögliche Ionisationsmodelle [Anderson, 4] (die durchgezogenen Linien beschreiben Stoßinduzierte Prozesse, die gestrichelten Linien Strahlungsprozesse)

Im Fall niedriger Dichte werden die neutralen Strahlkatode nur durch Stoßionisation oder Ladungsaustausch aus dem Grundzustand ionisiert. Ionisation aus angeregten Zuständen spielt keine Rolle, da die angeregten Zustände aufgrund der niedrigen Dichte und der damit verbundenen Seltenheit von Stößen kaum bevölkert sind.

Werden die Strahlátome durch Stöße mit Ionen oder Elektronen angeregt, erfolgt die Abregung durch Strahlungsprozesse meist schneller als ein zweiter Stoß, der zu höherer Anregung oder Ionisation führt.

Bei steigender Dichte ($\sim 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) nimmt der Einfluss der Stoßprozesse zu und erreicht dieselbe Größenordnung wie die Strahlungsprozesse. Die Population der Zustände der Strahlátome wird nun durch eine Reihe von Stoß- und Strahlungsprozessen bestimmt. Die Strahlátome können in diesem Dichteregime direkt aus dem Grundzustand oder durch eine stufenweise Anregung ionisiert werden. Dies nennt man das Stoß-Strahlungs-Bild (*collisional radiative picture*).

Bei noch höherer Dichte ($\sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) dominieren die stoßinduzierten Prozesse vollständig die Strahlungsprozesse. Ionisation findet aus dem Grundzustand wie auch aus angeregten Zuständen statt. Der Zustand des lokalen thermodynamischen Gleichgewichts wird sowohl für niedrig- wie auch für hochliegende Zustände erreicht.

A.2. Janev et al., Suzuki et al.

Das von Janev et al. und Suzuki et al. verwendete Model zur Beschreibung der Strahlabschwächung berücksichtigt Ionisations- und Ladungsaustauschprozesse bei Kollisionen der Strahlátome mit den Plasmabestandteilen (Elektronen, Ionen der Wasserstoffisotope und Verunreinigungen). Zu diesen Prozessen inverse Prozesse werden nicht berücksichtigt, da das Atom, sobald es ionisiert ist, vom Magnetfeld des Plasmas eingefangen wird und für den Strahl als verloren betrachtet wird.

Die räumliche bzw. zeitliche Entwicklung der Intensitäten I_n der zu den einzelnen angeregten Zuständen n gehörenden Strahlanteile wird durch die folgende Raten-gleichung beschrieben:

$$v_{\text{Beam}} \frac{dI_n}{dx} = \frac{dI_n}{dt} = \sum_n Q_{n'n} I_n \quad (\text{A.1})$$

$$Q_{n'n} = -\delta_{n'n} \sum_{m \neq n} (K_{nm} + A_{nm} + a_{nm}) + (1 - \delta_{n'n}) (K_{n'n} + A_{n'n}) \quad (\text{A.2})$$

Unterststände der angeregten Zustände sind aufgrund der Stark-Mischung durch das Lorentz-Feld nicht voneinander unterscheidbar. Daher werden die Strahlanteile der Unterniveaus nicht getrennt betrachtet.

Vorkommende Größen:

n	Quantenzahl der angeregten Zustände
I_n	Intensität des zum Zustand n gehörenden Strahlanteils
I_o	Intensität des ionisierten Wasserstoffs
v_{Beam}	Geschwindigkeit der Strahlátome
x	Entfernung entlang der Einstrahlrichtung
t	Zeit
$Q_{n'n}$	Übergangsmatrix
$\delta_{n'n}$	Kronecker-Funktion
K_{nm}	Übergangsrate für Stoßinduzierte Prozesse
A_{nm}	Übergangsrate durch spontane Emission
a_{nm}	Ionisationsrate durch das Lorentz-Feld

Die Übergangsrate K_{mn} wird durch Integration des Wirkungsquerschnitts über die Relativgeschwindigkeit v zwischen Strahlatom und Plasmabestandteil berechnet:

$$K_{mn} = \sum_j n_j \langle \sigma_{mn} v \rangle \quad (\text{A.3})$$

Die Geschwindigkeitsverteilung der Plasmabestandteile wird dabei als Maxwell'sch angenommen. n_j ist die Dichte der Teilchenspezies j und σ_{mn} der Wirkungsquerschnitt für den Übergang vom Zustand m nach n in Wasserstoff.

Für den Fall eines homogenen Plasmas konvergieren die Verhältnisse der Intensitäten I_n der Subbeams bei einem bestimmten Wert von x , unabhängig von den Anfangswerten von I_n . In diesem Zustand kann Gleichung (A.1) angenähert werden durch:

$$\frac{dI}{dx} = -n_e \sigma_s I \quad (\text{A.4})$$

mit

$$I = \sum_{n \geq 1} I_n \quad (\text{A.5})$$

und der Beam Stopping Cross Section σ_s :

$$\sigma_s = - \frac{\xi}{v_{\text{Beam}} n_e} \quad (\text{A.6})$$

ξ ist der kleinste Eigenwert der Übergangsmatrix Q_{mn} für $m \geq 1$ und $n \geq 1$.

Um die Auswirkung der Berücksichtigung angeregter Zustände zu quantifizieren, wird ein Skalierungsfaktor (*enhancement factor*) definiert:

$$\delta_{enh} = \frac{\sigma_S - \sigma_S^{(0)}}{\sigma_S^{(0)}} \quad (\text{A.7})$$

wobei $\sigma_S^{(0)}$ der Beam Stopping Wirkungsquerschnitt unter Vernachlässigung der Beiträge durch angeregte Zustände und Ionisation durch das Lorentz-Feld ist.

A.3. ADAS

Collisional Radiative Model

Wie bereits beschrieben werden im für Tokamaks typischen Dichtebereich die angeregten Zustände der Strahlatome sowohl durch Stoß- wie auch durch Strahlungsprozesse be- und entvölkert. Um die Gleichgewichtspopulation der n Schalen N_n zu erhalten, wird in ADAS folgende statistischen Bilanzgleichung gelöst:

$$\begin{aligned}
v_{\text{Beam}} \frac{dN_n}{dx} = & \sum_{n' > n} \left(A_{n' \rightarrow n} + n_e q_{n' \rightarrow n}^{(e)} + n_i q_{n' \rightarrow n}^{(i)} \right) N_{n'} \\
& - \sum_{n'' < n} \left(A_{n \rightarrow n''} + n_e q_{n \rightarrow n''}^{(e)} + n_i q_{n \rightarrow n''}^{(i)} \right) N_n \\
& + \sum_{n'' < n} \left(n_e q_{n'' \rightarrow n}^{(e)} + n_i q_{n'' \rightarrow n}^{(i)} \right) N_{n''} \\
& - \sum_{n' > n} \left(n_e q_{n \rightarrow n'}^{(e)} + n_i q_{n \rightarrow n'}^{(i)} \right) N_n \\
& + \left(\alpha_n^{(r)} + n_e \alpha_n^{(3)} + \frac{n_{\text{Beam}}}{n_e} \alpha_n^{(cx)} \right) n_+ n_e \\
& - \left(n_e q_{n \rightarrow \infty}^{(e)} + n_i q_{n \rightarrow \infty}^{(i)} + n_i q_{n \rightarrow \infty}^{(cx)} \right) N_n
\end{aligned} \tag{A.8}$$

Diese Gleichung ist der von Janev und Suzuki verwendeten sehr ähnlich, es wird im Prinzip der gleiche Ansatz verfolgt. Die weitere Vorgehensweise, entsprechend der Beschreibungen im letzten und in diesem Abschnitt, und die Art, wie die Daten zur Verfügung gestellt werden ist jedoch grundverschieden.

Vorkommende Größen:

N_n	Population des Zustands n
v_{Beam}	Geschwindigkeit der Strahlátome
n_{Beam}	Dichte der Strahlátome
n_+	Dichte des zum Zustand n gehörenden Ions
n_e	Dichte der freien Elektronen
n_i	effektive Dichte der betrachteten Spezies im Plasma
$A_{n \rightarrow n'}$	Einsteinkoeffizient für den Übergang vom Zustand i nach j
$q_{n \rightarrow n'}^{(e)}$	Ratenkoeffizient für Stöße mit Elektronen
$q_{n \rightarrow n'}^{(i)}$	Gesamtratenkoeffizient für Stöße mit Ionen
$q_{n \rightarrow \infty}^{(e)}$	Ratenkoeffizient für Elektronenstoßionisation
$q_{n \rightarrow \infty}^{(i)}$	Ratenkoeffizient für Ionenstoßionisation
$q_{n \rightarrow \infty}^{(cx)}$	Ratenkoeffizient für Ionisation durch Ladungsaustausch
$\alpha_n^{(r)}$	Ratenkoeffizient für Rekombination durch Strahlung
$\alpha_n^{(3)}$	Ratenkoeffizient für Rekombination durch Dreikörperstöße
$\alpha_n^{(cx)}$	Ratenkoeffizient für Rekombination durch Ladungsaustausch

Man kann die Bilanzgleichung auch in Matrixform schreiben:

$$v_{\text{Beam}} \frac{dN_n}{dx} = n_e N_+ r_i + \sum_j C_{ij} N_j \tag{A.9}$$

wobei $C_{ij} \equiv C_{j \rightarrow i}$ die Collisional Radiative Matrix ist, gegeben durch

$$C_{ij} = \begin{cases} n_e q_{j \rightarrow i}^e + n_p q_{j \rightarrow i}^p + A_{j \rightarrow i} & j > i \\ n_e q_{j \rightarrow i}^e + n_p q_{j \rightarrow i}^p & j < i \end{cases} \quad (\text{A.10})$$

und

$$\begin{aligned} C_{ii} = & - \sum_{j' < i} \left(n_e q_{i \rightarrow j'}^e + n_p q_{i \rightarrow j'}^p + A_{i \rightarrow j'} \right) \\ & - \sum_{j'' > i} \left(n_e q_{i \rightarrow j''}^e + n_p q_{i \rightarrow j''}^p \right) \\ & - n_e q_{i \rightarrow \infty}^e - n_p q_{i \rightarrow \infty}^p - n_p q_{i \rightarrow \infty}^{\text{CX}} \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

und r_i der zusammengesetzte Rekombinationskoeffizient:

$$r_i = \alpha_n^{(r)} + n_e \alpha_n^{(3)} + \frac{n_{\text{Beam}}}{n_e} \alpha_n^{(\text{cx})} \quad (\text{A.12})$$

Gehen wir davon aus, dass die Strahlotope m Nichtgleichgewichtsniveaus haben (Niveaus, deren Population sich nicht im lokalen thermischen Gleichgewicht befindet), kann man normale angeregte Zustände, die sich im lokalen Gleichgewicht befinden, von solchen den Nichtgleichgewichtsniveaus unterscheiden.

Bezeichnen wir die Populationen der Gleichgewichtszustände mit N_j^{eq} und die der Nichtgleichgewichtszustände mit N_ρ , so können wir schreiben:

$$v_{\text{Beam}} \frac{dN_\rho}{dx} = n_e n_+ r_\rho - \sum_j C_{\rho j} N_j \quad 1 \leq \rho \leq m \quad (\text{A.13})$$

$$v_{\text{Beam}} \frac{dN_i}{dx} = 0 = n_e n_+ r_i - \sum_j C_{ij} N_j^{\text{eq}} \quad (\text{A.14})$$

Der Grundzustand ist natürlich solch ein Nichtgleichgewichtszustand. Außerdem können metastabile Zustände Nichtgleichgewichtszustände sein, Helium bspw. hat zwei solcher Zustände. Im Falle der Wasserstoffisotope ist jedoch nur der Grundzustand ein Nichtgleichgewichtszustand.

Gl. (A.14) beschreibt das Verhalten der angeregten Zustände, die das Gleichgewicht erreicht haben. Separiert man in den Gl. (A.13) und (A.14) die Gleichgewichts- von den Nichtgleichgewichtspopulationen, so erhält man:

$$v_{\text{Beam}} \frac{dN_\rho}{dx} = n_e n_+ r_\rho - \sum_{\sigma=1}^m C_{\rho\sigma} N_\sigma - \sum_{j>m} C_{\rho j} N_j^{\text{eq}} \quad (\text{A.15})$$

$$0 = n_e n_+ r_i - \sum_{\sigma=1}^m C_{i\sigma} N_\sigma - \sum_{j>m} C_{ij} N_j^{\text{eq}} \quad (\text{A.16})$$

Multipliziert man Gl. (A.16) mit dem Inversen von C_{ij} , erhält man die Gleichgewichtspopulation:

$$N_j^{\text{eq}} = n_e n_+ \sum_{i>m} C_{ji}^{-1} r_i - \sum_{i>m} \sum_{\sigma=1}^m C_{ji}^{-1} C_{i\sigma} N_\sigma \quad j > m \quad (\text{A.17})$$

Setzt man diese Gleichung wieder in Gl. (A.15) ein und schreibt dies in Form der Zeitableitung ($v_{\text{Beam}} \frac{dN_\rho}{dx} = \frac{dN_\rho}{dx} \frac{dx}{dt} = \frac{dN_\rho}{dt}$), so erhält man:

$$\frac{dN_\rho}{dt} = n_e n_+ \alpha_\rho - n_e \sum_{\sigma=1}^m S_{\rho\sigma} N_\sigma \quad (\text{A.18})$$

mit

$$S_{\rho\sigma} = \frac{1}{n_e} \left(C_{\rho\sigma} - \sum_{j>m} \sum_{i>m} C_{\rho j} C_{ji}^{-1} C_{i\sigma} \right) \quad (\text{A.19})$$

$$\alpha_\rho = r_\rho - \sum_{j>m} \sum_{i>m} C_{\rho j} C_{ji}^{-1} r_i \quad (\text{A.20})$$

$S_{\rho\sigma}$ ist der Kopplungskoeffizient für die nichtdiagonalen Elemente. Dieser beschreibt die Rate, mit der Nichtgleichgewichtsniveaus (inklusive des Grundzustands) be- und entvölkert werden. Die diagonalen Elemente von $S_{\rho\sigma}$ beinhalten die effektiven Ionisationskoeffizienten. α_ρ ist der *Collisional Radiative Recombination Coefficient*, der die Rate angibt, mit der Elektronen aus dem Kontinuum mit dem Nichtgleichgewichtsniveau ρ rekombinieren.

Beam Stopping Rate Coefficient

Die Kopplungskoeffizienten können auch dazu benutzt werden, die Collisional Radiative Ionisationskoeffizienten zu erhalten. Diese beschreiben, mit welcher Rate Nichtgleichgewichtszustände der Beamatome ionisiert werden:

$$S_\rho = S_{\rho\rho} - \sum_{\sigma=1}^{\rho-1} S_{\rho\sigma} - \sum_{\sigma=\rho+1}^m S_{\rho\sigma} \quad (\text{A.21})$$

wobei ρ der Index des Nichtgleichgewichtsniveaus und m die Anzahl solcher Niveaus ist.

Bei einem Deuterium-Strahl gibt es nur ein Nichtgleichgewichtsniveau: den Grundzustand ($\Rightarrow m = 1$). Der effektive Beam Stopping Coefficient ist damit

$$S = S_1 = S_{11} = \frac{1}{n_e} \left(C_{11} - \sum_{j>1} \sum_{i>1} C_{1j} C_{ji}^{-1} C_{i1} \right) \quad (\text{A.22})$$

Eine genauere Erklärung zu den physikalischen Grundlagen des letzten Abschnitts findet sich in Harvey Andersons PhD Thesis [4] und in [5].

B. Direkter Vergleich der Ionisationsmodelle

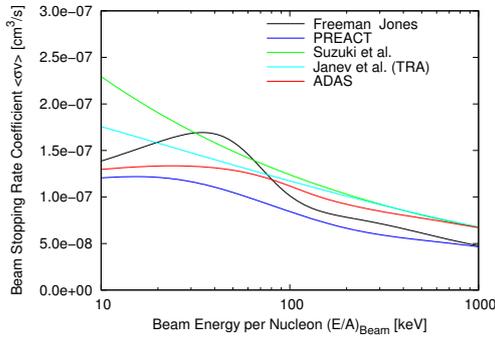
Im Benchmark wurden vier Ionisationsmodelle bzw. atomare Datensammlungen benutzt:

- FAFNER: Die Wirkungsquerschnitte für Elektronen- und Ionenstoßionisation bei Wasserstoff stammen aus Freeman and Jones [13], die für Ionisation durch Ladungsaustausch von Riviere [46] und Daten für Verunreinigungen von Olson et al. [39].
- PREACT: Die Daten in PREACT stammen hauptsächlich aus dem ORNL Redbook Vol. 1 & 5 (Barnett [7], Phaneuf et al. [44]) mit Ergänzungen von Janev et al. [25].
- ADAS (<http://www.adas.ac.uk/>): Die Quellen der in ADAS verwendeten Daten werden bei Summers [55] erläutert.
- SUZUKI: Die Wirkungsquerschnitte von Suzuki et al. werden in [56] beschrieben. Das zugrunde liegende Model basiert auf einer Arbeit von Janev et al. [26].

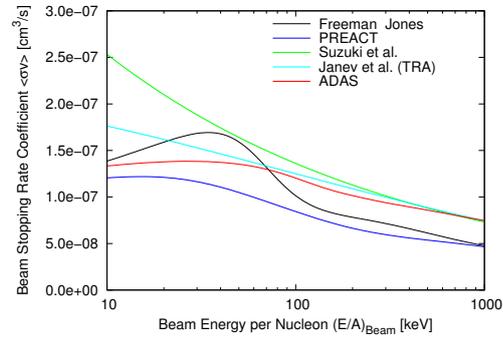
Parameter zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte

Model	Cross Sections	Input
FAFNER	Charge Exchange, Ion Impact Electron Impact	$(E/A)_{\text{Beam}}, Z_i$ v_{Beam}, T_e
PREACT	Charge Exchange, Ion Impact Electron Impact	$(E/A)_{\text{Beam}}, v_{\text{Beam}}, Z_{\text{Beam}}, T_i/A_i, Z_i$ $Z_{\text{Beam}}, T_e, n_e$
ADAS	Charge Exchange, Ion Impact Electron Impact Beam Stopping (excited states)	$(E/A)_{\text{Beam}}, Z_{\text{Beam}}, T_i/A_i, Z_i$ v_{Beam}, T_e $(E/A)_{\text{Beam}}, Z_{\text{Beam}}, n_e, n_i, T_i/A_i, Z_i$
SUZUKI	Beam Stopping (excited states)	$(E/A)_{\text{Beam}}, Z_{\text{Beam}}, T_e, n_e, Z_i$

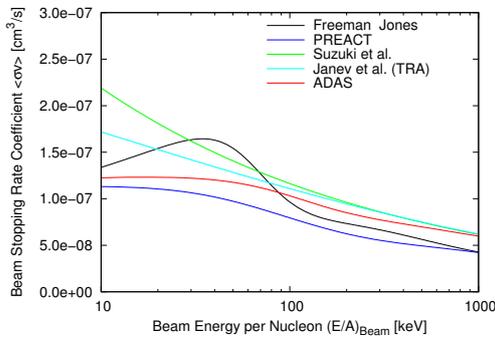
Parameter: Strahlenergie



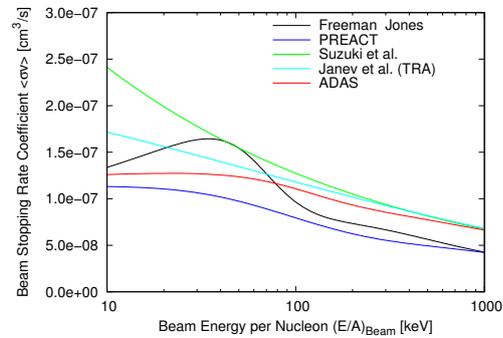
$$T = 4 \text{ keV}, n = 0.5 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$$



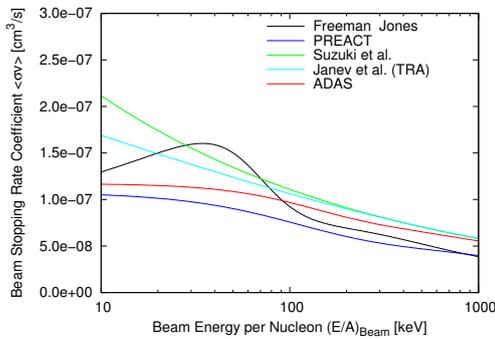
$$T = 4 \text{ keV}, n = 1.2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$$



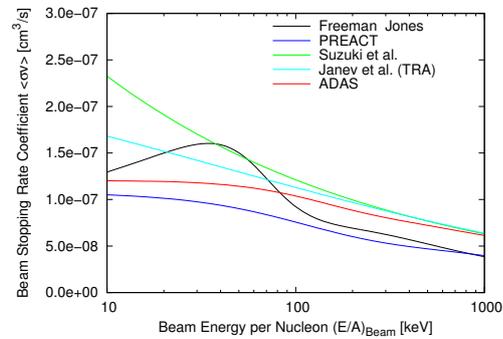
$$T = 10 \text{ keV}, n = 0.5 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$$



$$T = 10 \text{ keV}, n = 1.2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$$



$$T = 20 \text{ keV}, n = 0.5 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$$



$$T = 20 \text{ keV}, n = 1.2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$$

Abb. B.1.: Beam Stopping Rate Coefficient in Abhängigkeit der Strahlenergie

Obwohl Suzuki et al. eine untere Gültigkeitsgrenze von $E_{\text{Beam}} = 10 \text{ keV/amu}$ angeben, zeigen diese Daten bei geringen Strahlenergien erhebliche Abweichungen zu allen anderen Modellen.

Die Daten von Freeman & Jones zeigen im Bereich $10 \text{ keV/amu} \leq E_{\text{Beam}} \leq 100 \text{ keV/amu}$ ein eher seltsames Verhalten. Der Ratenkoeffizient scheint hier um etwa einen Faktor 2 zu groß. Dies deutet auf einen Fehler in der Berechnung des Anteils der Ionisation durch Ladungsaustausch hin, der in diesem Energiebereich dominiert.

Ein direkter Vergleich der einzelnen Anteile des Ratenkoeffizienten zwischen Freeman & Jones und PREACT (Abb. B.2) erhärtet diesen Verdacht: der Ratenkoeffizient für Ionisation durch Ladungsaustausch ist bei Freeman & Jones im Bereich $30 \text{ keV} \lesssim E_{\text{Beam}} \lesssim 50 \text{ keV}$ ungefähr doppelt so groß wie der von PREACT (Abb. B.3).

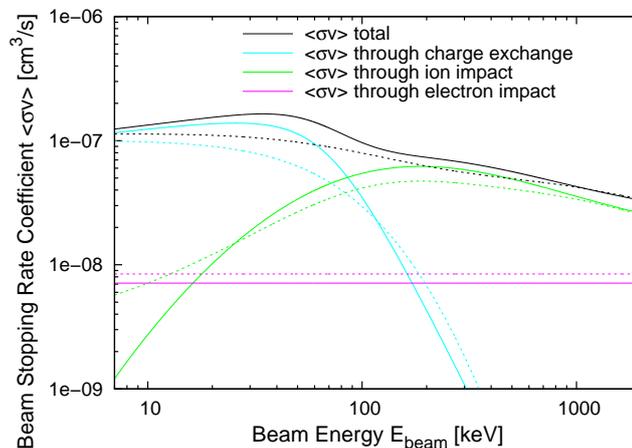


Abb. B.2.: Anteile der einzelnen Ionisationsprozesse am Beam Stopping Rate Coefficient in Abhängigkeit der Strahlenergie (durchgezogene Linie = Freeman & Jones, gestrichelt = PREACT)

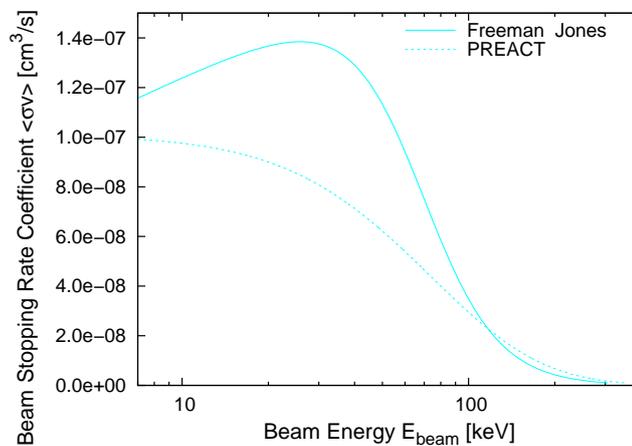
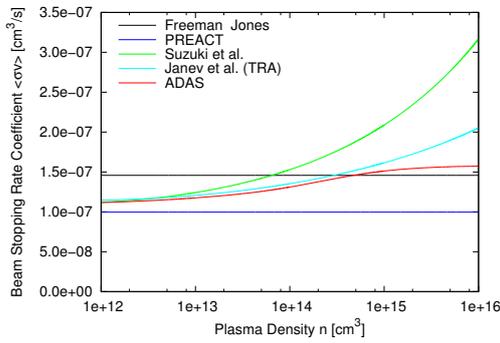
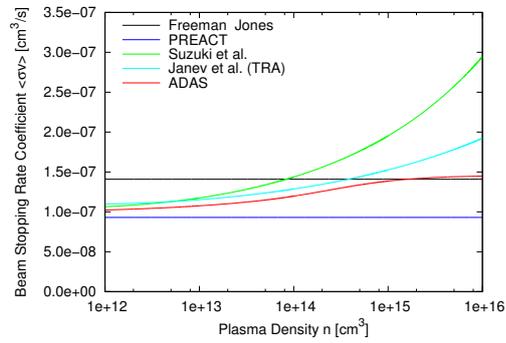


Abb. B.3.: Anteil des Beam Stopping Rate Coefficients durch Ladungsaustausch in Abhängigkeit der Strahlenergie

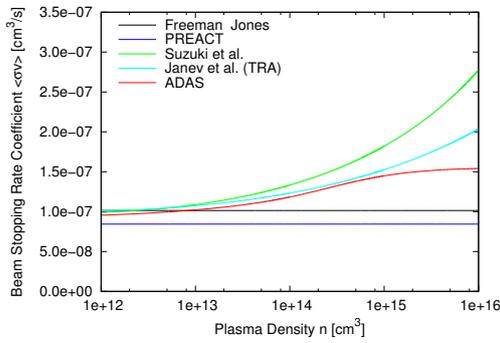
Parameter: Plasmadichte



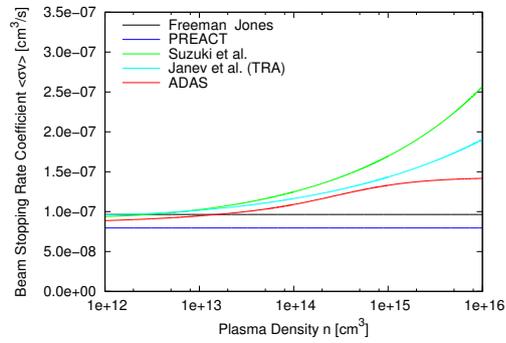
$$E_{\text{Beam}} = 60 \text{ keV}, T = 4 \text{ keV}$$



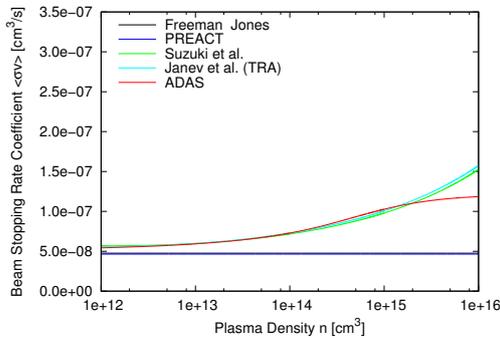
$$E_{\text{Beam}} = 60 \text{ keV}, T = 10 \text{ keV}$$



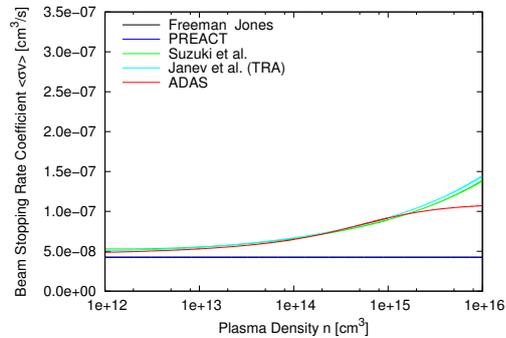
$$E_{\text{Beam}} = 100 \text{ keV}, T = 4 \text{ keV}$$



$$E_{\text{Beam}} = 100 \text{ keV}, T = 10 \text{ keV}$$



$$E_{\text{Beam}} = 1 \text{ MeV}, T = 4 \text{ keV}$$



$$E_{\text{Beam}} = 1 \text{ MeV}, T = 10 \text{ keV}$$

Abb. B.4.: Beam Stopping Rate Coefficient in Abhängigkeit der Plasmadichte

Die Modelle von ADAS und Suzuki et al. berücksichtigen im Gegensatz zu FAFNER und Preact auch die Ionisation aus angeregten Zustände der Strahlátome.

Aus der Dichteabhängigkeit von ADAS und Suzuki et al. kann man ablesen, dass die Ionisation aus angeregten Zuständen wahrscheinlicher ist, als die aus dem Grundzustand, und dass diese Zustände ionisiert werden, bevor sie in den Grundzustand zurückfallen können.

Bei höherer Dichte befinden sich mehr Atome in angeregten Zuständen. Für geringe Dichten konvergieren die Modelle mit Berücksichtigung der angeregten Zustände gegen die Grundzustandsmodelle.

Parameter: Temperatur

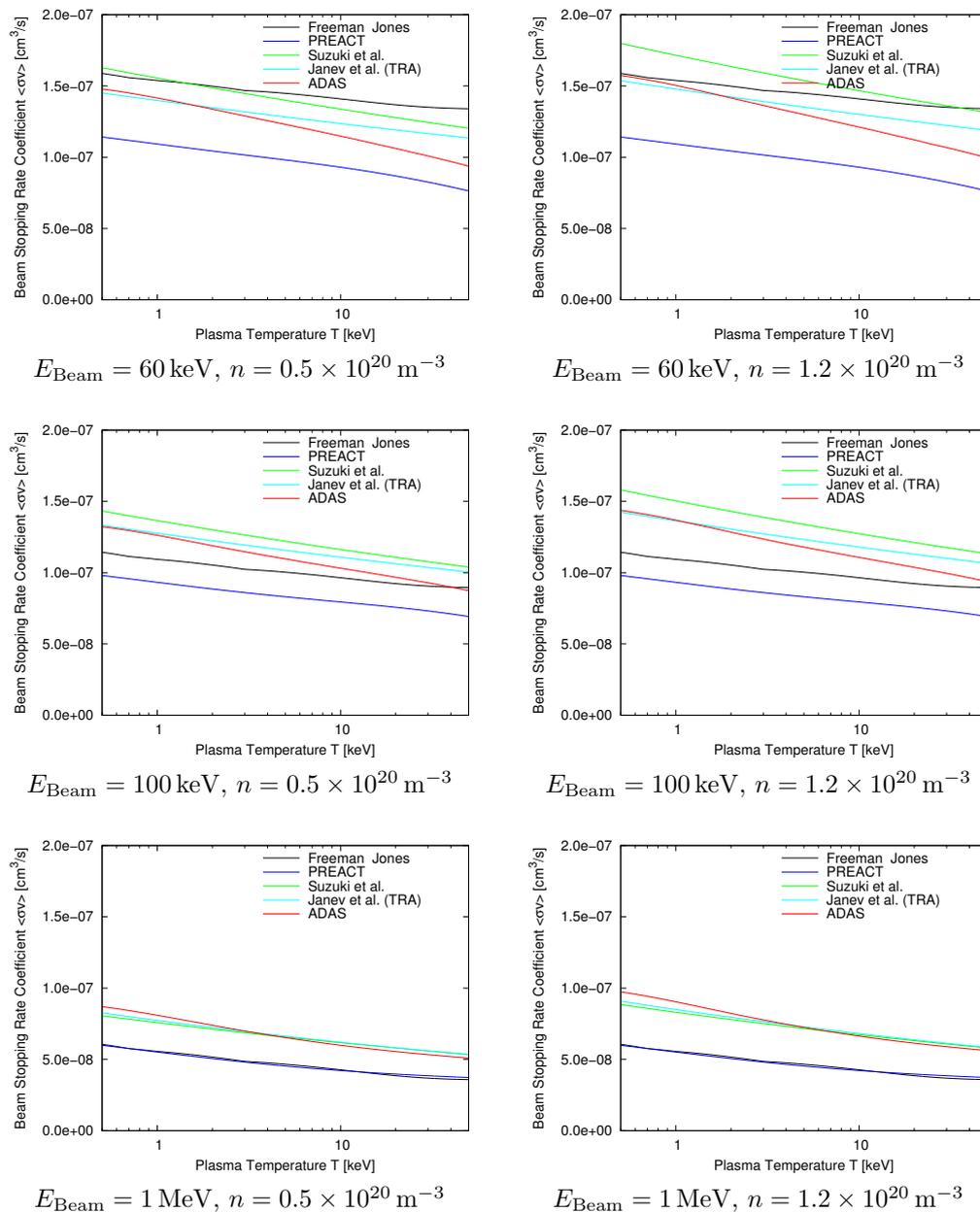


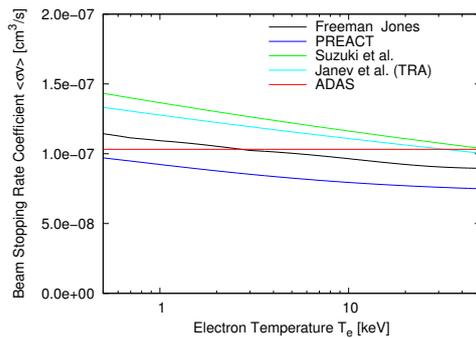
Abb. B.5.: Beam Stopping Rate Coefficient in Abhängigkeit der Temperatur

Die Temperaturabhängigkeit ist, wie man sieht, deutlich geringer als die Abhängigkeit von der Strahlenergie. Entscheidend für den Wirkungsquerschnitt ist die Relativgeschwindigkeit der wechselwirkenden Teilchen.

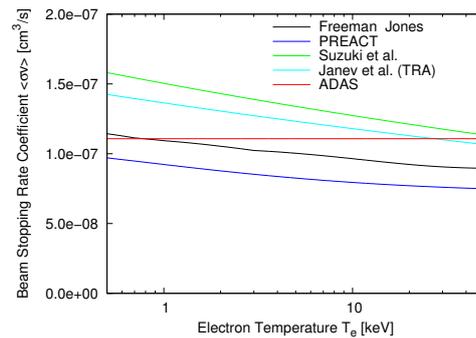
Da die Strahlenergie viel größer ist als die Plasmatemperatur, ist die Geschwindigkeit der Strahlionen auch viel größer als die der Plasmaionen. Die Temperatur der Ionen hat deshalb einen geringeren Einfluss auf den Ladungsaustausch und die Ionenstoßionisation als die Strahlenergie und wird daher als Parameter in manchen Modellen vernachlässigt.

Bei der Elektronenstoßionisation ist es genau umgekehrt. Da die Elektronen im Plasma so leicht sind, haben sie trotz niedrigerer Energie eine viel größere Geschwindigkeit als die Strahlionen, so dass die Strahlenergie als Parameter für die Elektronenstoßionisation ganz vernachlässigt wird und nur die Elektronentemperatur als Parameter Verwendung findet.

Bei ADAS gibt es keine explizite Abhängigkeit von der Elektronentemperatur. Hier wird für die Berechnung des Wirkungsquerschnittes für Elektronenstoßionisation $T_e = T_i$ angenommen, was zuvor bereits diskutiert wurde.

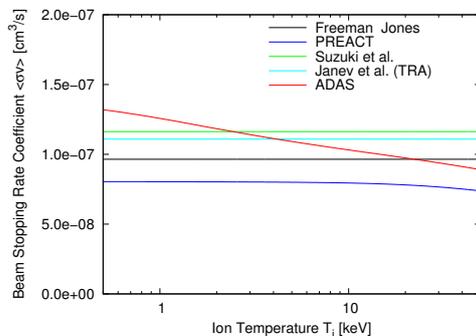


$$E_{\text{Beam}} = 100 \text{ keV}, n = 0.5 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$$

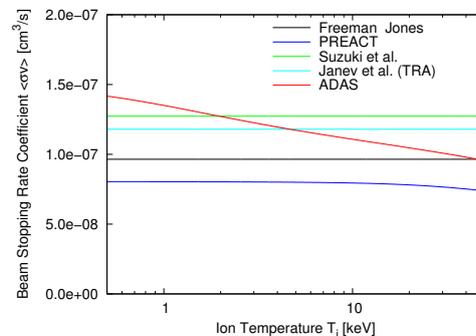


$$E_{\text{Beam}} = 100 \text{ keV}, n = 1.2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$$

Abb. B.6.: Beam Stopping Rate Coefficient in Abhängigkeit der Elektronentemperatur ($T_i = 10 \text{ keV}$)



$$E_{\text{Beam}} = 100 \text{ keV}, n = 0.5 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$$



$$E_{\text{Beam}} = 100 \text{ keV}, n = 1.2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$$

Abb. B.7.: Beam Stopping Rate Coefficient in Abhängigkeit der Ionentemperatur ($T_e = 10 \text{ keV}$)

Parameter: Z_{eff}

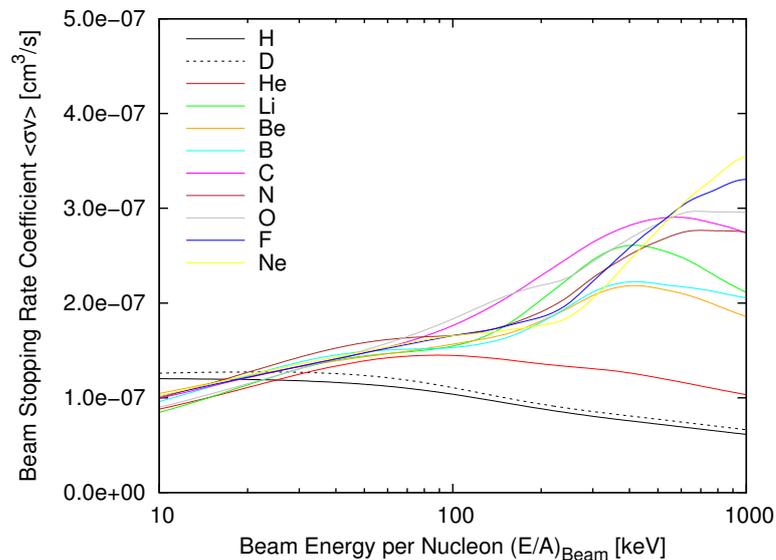


Abb. B.8.: Beam Stopping Rate Coefficient in Abhängigkeit der Strahlenergie für verschiedene Plasmaspezies ($n_e = 1.2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$, $T = 10 \text{ keV}$, ADAS excited states model)

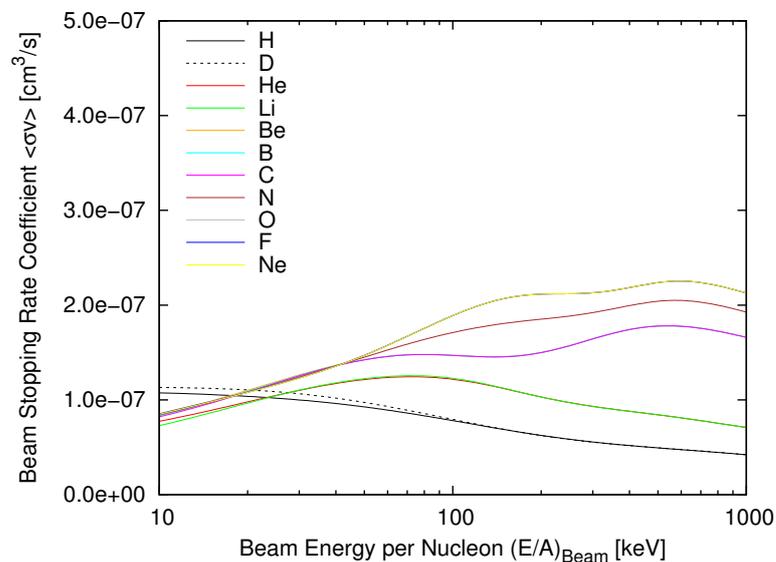


Abb. B.9.: Beam Stopping Rate Coefficient in Abhängigkeit der Strahlenergie für verschiedene Plasmaspezies ($n_e = 1.2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$, PREACT)

Man sieht hier deutlich, dass während in ADAS Daten für jede Spezies vorhanden sind, in PREACT nur wenige Spezies direkt unterstützt werden. Für die anderen Spezies wird zwischen den vorhanden Daten inter- bzw. extrapoliert. Für Helium und Lithium werden die gleichen Daten verwendet, für Beryllium und Bor die von Kohlenstoff. Für Stickstoff wird zwischen Kohlenstoff und Sauerstoff interpoliert. Für Fluor und Neon werden die Daten von Sauerstoff benutzt.

Abhängigkeit von der Form des Dichteprofiles

Für diese Modellrechnungen wurde der Schuss #17847 zugrunde gelegt. Die Temperatur wurde im gesamten Plasma als konstant 5 keV angenommen und die Dichteprofile variiert. Dabei ging es vor allem um die Abhängigkeit des Depositionsprofils von der Form des Dichteprofiles, d.h. insbesondere von der Steilheit des Pedestals.

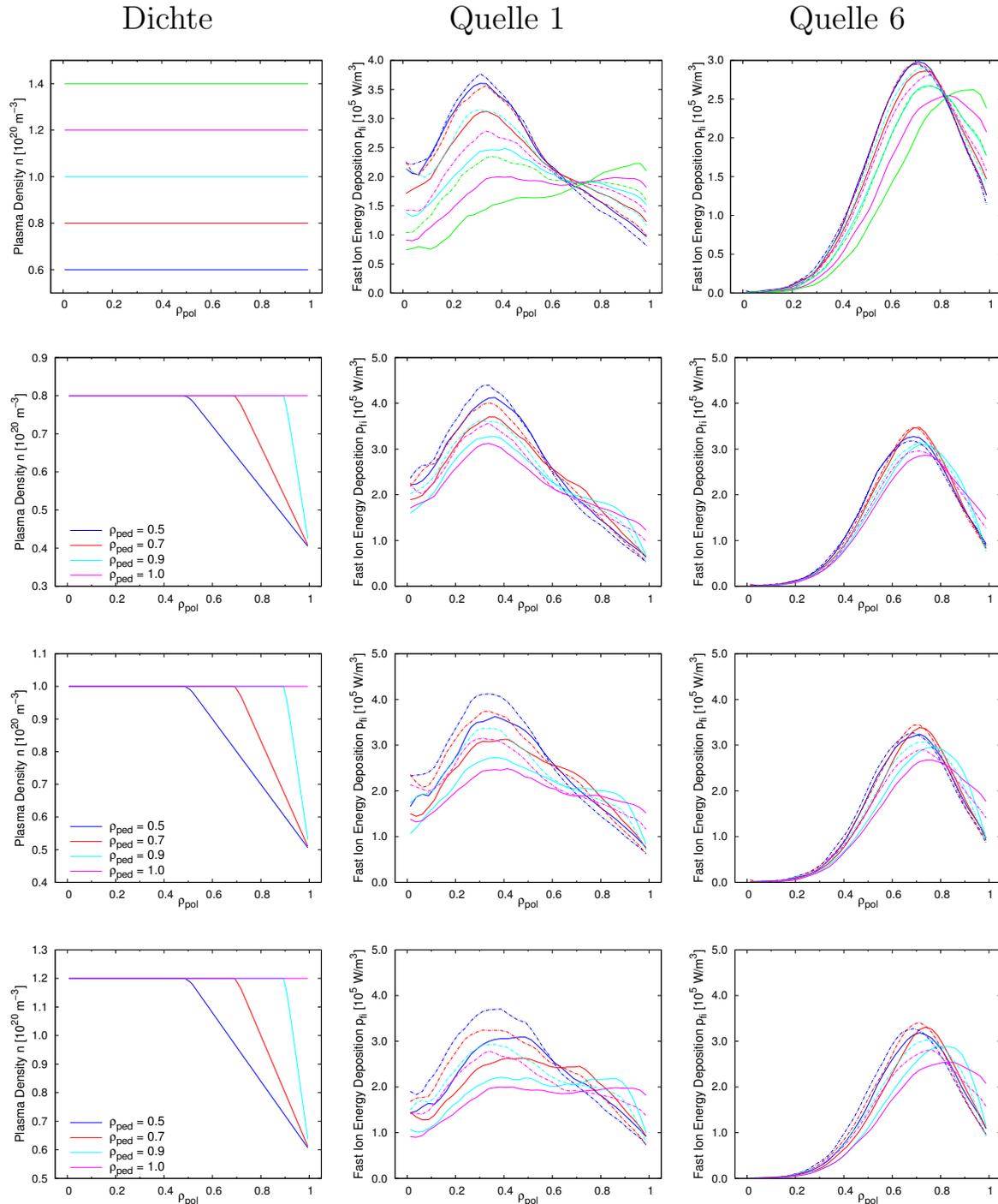


Abb. B.10.: Abhängigkeit des Depositionsprofils von der Form des Dichteprofiles (durchgezogene Linien ADAS, gestrichelte Linien PREACT)

Im Falle des konstanten Dichteprofiles zeigen sich für $n = 0.6 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ kaum Unterschiede zwischen ADAS und Preact. Bei $n = 0.8 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ werden die Unterschiede bei der radialen Quelle 1 deutlicher. Bei der tangentialen Quelle 6 zeigen sich deutliche Unterschiede erst ab $n = 1.0 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$.

Bei $n = 0.8 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ergeben sich bei radialem Einschuss (Quelle 1) für das Pedestal¹ bei $\rho = 0.5$ und $\rho = 0.7$ nur geringe Unterschiede zwischen ADAS und Preact. Erst bei $\rho = 0.9$ werden diese deutlicher. Die größten Abweichungen liegen bei $\rho < 0.4$. Bei tangentialem Einschuss (Quelle 6) zeigen sich wie zuvor bemerkt kaum Unterschiede - unabhängig vom Pedestal.

Bei $n = 1.0 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ sind die Unterschiede bei radialem Einschuss am Rand für das Pedestal bei $\rho = 0.5$ und $\rho = 0.7$ immernoch gering, nahe dem Zentrum aber deutlich größer als bei $n = 0.8 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$. Bei tangentialem Einschuss ergeben sich wesentliche Unterschiede sowohl innen wie außen erst bei einem Pedestal bei $\rho = 0.9$. Bei $n = 1.2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ergeben sich bei radialem Einschuss signifikante Unterschiede zwischen ADAS und Preact unabhängig vom Pedestal. Bei tangentialem Einschuss ist das Verhalten analog zum Fall von $n = 1.0 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$.

Man sieht, dass sich bei tangentialem Einschuss signifikante Unterschiede zwischen den Ionisationsmodellen nur dann zeigen, wenn das Pedestal ausreichend steil ist, da der Teilchenstrahl hier weniger das Zentrum passiert und ein Großteil der Ionisation in den Außenbereichen des Plasmas stattfindet. Bei radialem Einschuss wird jedoch auch ein großer Teil der Neutralteilchen nahe dem Zentrum ionisiert, so dass die Dichte im Zentrum hier wichtiger, das Pedestal weniger wichtig ist.

¹ Pedestal meint in diesem Zusammenhang den Punkt, ab dem die Dichte abnimmt.

C. Herleitung der Stromtriebmodelle

In diesem Kapitel soll eine Schritt-für-Schritt-Herleitung der einzelnen Stromtriebmodelle gegeben werden, jedoch ohne dabei allzu tief in die neoklassische Theorie abzutauchen.

Kim et al. [28] geben eine weitgehend vollständige Herleitung an, diese ist jedoch über den kompletten Aufsatz verteilt und daher nicht leicht nachzuvollziehen. Die Herkunft des in TRANSP implementierten Algorithmus war bis zu dieser Arbeit nicht mehr vollständig bekannt. Im Haupttext wurde bereits eine Rekonstruktion des Algorithmus aus dem Quellcode skizziert. Hier soll nun nochmal eine etwas komplettere Herleitung erfolgen.

Wie schon zuvor erwähnt, unterliegen die beiden Algorithmen verschiedenen Einschränkungen, die in der folgenden Tabelle kurz zusammengefasst werden. Die wichtigsten Unterschiede sind, dass der Algorithmus von Kim et al. Näherungen enthält, die nur im Bananenregime gültig sind, während der von Hirshman in allen Kollisionalitätsregimen Gültigkeit besitzt. Bei letzterem sind die angegebenen Fitparameter aber nur für inverse Aspektverhältnisse $\epsilon \leq 0.15$ gültig. Diese liegen in den betrachteten Maschinen (ASDEX Upgrade, ITER) aber eher im Bereich $\epsilon \simeq 0.3$. Der Algorithmus von Kim et al. gilt für beliebige Aspektverhältnisse, nimmt aber ein elliptisches Plasma an, wobei sich die Frage stellt, wie groß der Einfluss der Triangularität auf den Shielding Factor ist. Hirshman macht zur Plasmaform keine Angaben.

	Kim et al.	Hirshman
Plasmaform	Ellipse	
inverses Aspektverhältnis	beliebig	$0.01 \leq \epsilon \leq 0.15$
Kollisionalitätsregime	Bananenregime	Bananen- & Plateau-Regime

Tab. C.1.: Eigenschaften und Limitierungen der Algorithmen

C.1. Strom durch schnelle Ionen

Doch zuerst soll kurz die Berechnung des Stroms durch die schnellen Ionen angegeben werden. Der toroidale Strom durch die schnellen Ionen entspricht dem injizierten Strom multipliziert mit der mittleren Anzahl der Umrundungen, die ein Ion durchläuft, bevor es thermalisiert ist.

Die genaue Berechnung erfolgt in FAFNER und NUBEAM leicht unterschiedlich. Die Ergebnisse beider Algorithmen, in FAFNER implementiert, stimmen aber nahezu identisch überein.

FAFNER

Die mittlere Stromdichte $\langle j_{fi} \rangle_j$ auf einer Flussfläche j wird anhand der Monte Carlo Teilchen berechnet. W_i ist dabei die Gewichtung jedes Teilchens, $\nu_{fi,\varphi}$ die toroidale Umlauffrequenz.

$$\langle j_{fi} \rangle_j = \frac{\langle q_{fi} \nu_{fi,\varphi} \rangle}{\Delta A_j} \quad (\text{C.1})$$

$$= \frac{q_{fi}}{\Delta A_j} \sum_{\substack{\text{Slowing down} \\ \text{time steps } k}} \sum_{\substack{\text{MC particles } i \\ \text{in flux surface } j}} W_i \frac{v_{i,\varphi}}{2\pi R_i} \Delta t_k \quad (\text{C.2})$$

Die Summation über die einzelnen Zeitschritte kommt daher, dass FAFNER im Prinzip zwar nur stationär rechnet, aber einen transienten Prozess abbildet. D.h. wenn man die Neutralteilcheninjektion über einen gewissen Zeitraum betreibt und das Plasma nach einer gewissen Zeit nach dem Anschalten der NBI betrachtet, findet man darin nicht nur gerade ionisierte Teilchen mit voller Strahlenergie, sondern auch Teilchen, die sich in jedem beliebigen Zustand des Abbremsprozesses befinden, und somit auch jede Energie des Spektrums zwischen Strahlenergie und thermischer Energie der Plasmaionen aufweisen können.

Um dies abzubilden, lässt man jedes der Monte Carlo Teilchen sich auf einer Bahn im Plasma bewegen und berechnet über entsprechende Wahrscheinlichkeiten, wieviel Energie es nach einem Zeitschritt Δt_k durch Stöße verloren hat, bzw. nach wieviel Zeitschritten es mit einem anderen Teilchen stößt, und wie es entsprechend abgebremst wird. Dafür enthält die Gewichtung W_i der Teilchen auch einen Faktor bzgl. der Zeit. Dies ist weiterhin wichtig, da ein Teilchen, das ins Plasma eingeschossen wird, als Eigenschaft eine Energie hat, man aber in der Simulation eine Heizleistung betrachten möchte.

Um die toroidale Geschwindigkeit des schnellen Ions $v_{fi,\varphi}$ zu bestimmen, bildet man zuerst das Skalarprodukt aus seiner Geschwindigkeit \vec{v}_{fi} und dem Normalenvektor des Magnetfeldes \vec{B}/B . Man erhält so die Geschwindigkeitskomponente in Magnetfeldrichtung. Multipliziert man das Ergebnis mit dem Verhältnis des toroidalen Magnetfeldes B_φ zum Gesamtmagnetfeld B , erhält man die toroidale Geschwindigkeitskomponente:

$$v_{fi,\varphi} = \vec{v}_{fi} \cdot \frac{\vec{B}}{B} \frac{B_\varphi}{B} \quad (\text{C.3})$$

TRANSP/NUBEAM

In NUBEAM wird zuerst $\langle \vec{j}_{fi} \cdot \vec{B} \rangle$ im Bezugssystem des rotierenden Plasmas über die Summe der Monte Carlo Teilchen berechnet, wobei die Gewichtung w_i hier keinen Zeitfaktor enthält.

$$\langle \vec{j}_{fi} \cdot \vec{B} \rangle = \sum_{\text{MC particles } i} q_{fi} w_i v_{i,\parallel} |\vec{B}| \quad (\text{C.4})$$

Anschließend wird $\langle \vec{j}_{fi} \cdot \vec{B} \rangle$ nach $\langle \vec{j}_\varphi \rangle$ transformiert und die Einheiten so angepasst, dass man im Resultat A/cm² erhält. Dabei wird über die einzelnen Flussflächen

gemittelt:

$$\langle j_{fi,\varphi} \rangle = \frac{R B_\varphi \langle 1/R^2 \rangle}{\langle B^2 \rangle \langle 1/R \rangle} \langle \vec{j}_{fi} \cdot \vec{B} \rangle \quad (\text{C.5})$$

C.2. Ableitung des Algorithmus nach Kim et al.

Der flächengemittelte Gesamtstrom durch Heizung mit schnellen Ionen ist

$$\langle J_{\parallel} B \rangle_{total} = \langle J_{\parallel} B \rangle_F + \langle J_{\parallel} B \rangle_H \quad (\text{C.6})$$

mit dem Strom durch die schnellen Ionen $\langle J_{\parallel} B \rangle_F$

$$\langle J_{\parallel} B \rangle_F = e_f \langle n_f B V_{\parallel,f} \rangle \quad (\text{C.7})$$

und dem Abschirmstrom der Elektronen $\langle J_{\parallel} B \rangle_H$

$$\langle J_{\parallel} B \rangle_H = -\frac{e \tau_{ee}}{m_e} \left(\Lambda_0^{NC} \langle B F_{e,f1} \rangle + \Lambda_1^{NC} \langle B F_{e,f2} \rangle \right) \quad (\text{C.8})$$

den Koeffizienten

$$\Lambda_0^{NC} = \frac{\mu_3^{(e)} + l_{22}^{(e)}}{D} \quad (\text{C.9})$$

$$\Lambda_1^{NC} = -\frac{l_{12}^{(e)} + \mu_2^e}{D} \quad (\text{C.10})$$

$$D = \left(\mu_1^{(e)} + l_{11}^{(e)} \right) \left(\mu_3^{(e)} + l_{22}^{(e)} \right) - \left(\mu_2^{(e)} + l_{12}^{(e)} \right)^2 \quad (\text{C.11})$$

und den Näherungen

$$\langle B F_{e,f1} \rangle \cong \frac{m_e e_f^2}{\tau_{ee} e^2} \langle n_f B V_{\parallel,f} \rangle \quad (\text{C.12})$$

$$\langle B F_{e,f2} \rangle \cong \frac{3}{2} \langle B F_{e,f1} \rangle \quad (\text{C.13})$$

Damit erhält man

$$\langle J_{\parallel} B \rangle_H = -\frac{e \tau_{ee}}{m_e} \langle B F_{e,f1} \rangle \left(\Lambda_0^{NC} + \frac{3}{2} \Lambda_1^{NC} \right) \quad (\text{C.14})$$

$$= -\frac{e_f^2}{e} \langle n_f B V_{\parallel,f} \rangle \left(\Lambda_0^{NC} + \frac{3}{2} \Lambda_1^{NC} \right) \quad (\text{C.15})$$

und daraus

$$\langle J_{\parallel} B \rangle_{total} = e_f \langle n_f B V_{\parallel,f} \rangle \left(1 - \frac{e_f}{e} \left(\Lambda_0^{NC} + \frac{3}{2} \Lambda_1^{NC} \right) \right) \quad (\text{C.16})$$

$$= Z_f e \langle n_f B V_{\parallel,f} \rangle \left(1 - \frac{Z_f e}{Z_{\text{eff}} e} F \right) \quad (\text{C.17})$$

$$= Z_f e \langle n_f B V_{\parallel,f} \rangle \left(1 - \frac{Z_f}{Z_{\text{eff}}} F \right) \quad (\text{C.18})$$

$$F \equiv Z_{\text{eff}} \left(\Lambda_0^{NC} + \frac{3}{2} \Lambda_1^{NC} \right) \quad (\text{C.19})$$

Setzt man Λ_j^{NC} ein, erhält man für F

$$F = Z_{\text{eff}} \frac{\mu_3^{(e)} + l_{22}^{(e)} - \frac{3}{2} l_{12}^{(e)} - \frac{3}{2} \mu_2^{(e)}}{\left(\mu_1^{(e)} + l_{11}^{(e)}\right) \left(\mu_3^{(e)} + l_{22}^{(e)}\right) - \left(\mu_2^{(e)} + l_{12}^{(e)}\right)^2} \quad (\text{C.20})$$

Die Viskositätsmatrix ist definiert als

$$[\mu^{(e)}] = \begin{bmatrix} \mu_1^{(e)} & \mu_2^{(e)} \\ \mu_2^{(e)} & \mu_3^{(e)} \end{bmatrix} \quad (\text{C.21})$$

ihre Koeffizienten geben Kim et al. wie folgt an

$$\mu_1^{(e)} = g \left(Z_{\text{eff}} + \sqrt{2} - \ln(1 + \sqrt{2}) \right) \quad (\text{C.22})$$

$$\mu_2^{(e)} = g \left(\frac{3}{2} Z_{\text{eff}} + 4/\sqrt{2} - \frac{5}{2} \ln(1 + \sqrt{2}) \right) \quad (\text{C.23})$$

$$\mu_3^{(e)} = g \left(\frac{13}{4} Z_{\text{eff}} + \frac{39}{4} \sqrt{2} - \frac{25}{4} \ln(1 + \sqrt{2}) \right) \quad (\text{C.24})$$

$$(\text{C.25})$$

mit dem Verhältnis aus gefangenen und umlaufenden Teilchen

$$g \equiv \frac{f_t}{1 - f_t} \quad (\text{C.26})$$

Die Reibungsmatrix ist definiert als

$$[l^{(a)}] = \begin{bmatrix} l_{11}^{(a)} & l_{12}^{(a)} \\ l_{21}^{(a)} & l_{22}^{(a)} \end{bmatrix} \quad (\text{C.27})$$

mit

$$l_{11}^{(e)} = Z_{\text{eff}} \quad (\text{C.28})$$

$$l_{12}^{(e)} = l_{21}^{(e)} = \frac{3}{2} Z_{\text{eff}} \quad (\text{C.29})$$

$$l_{22}^{(e)} = \sqrt{2} + \frac{13}{4} Z_{\text{eff}} \quad (\text{C.30})$$

Setzt man alles ein, erhält man für F

$$F = \frac{(Z_{\text{eff}}^2 + 1.41 Z_{\text{eff}}) + g (Z_{\text{eff}}^2 + 0.45 Z_{\text{eff}})}{(Z_{\text{eff}}^2 + 1.41 Z_{\text{eff}}) + g (2 Z_{\text{eff}}^2 + 2.66 Z_{\text{eff}} + 0.75) + g^2 (Z_{\text{eff}}^2 + 1.24 Z_{\text{eff}} + 0.35)} \quad (\text{C.31})$$

Im Grenzfall $g \rightarrow 0 \Rightarrow F \rightarrow 1$ entspricht der Abschirmstrom der Elektronen dem Ohkawa Strom (neoklassische Effekte werden vernachlässigt):

$$\langle J_{\parallel} B \rangle_{\text{Ohkawa}} = -\frac{Z_f^2}{Z_{\text{eff}}} e \langle n_f B V_{\parallel, f} \rangle \quad (\text{C.32})$$

$$\langle J_{\parallel} B \rangle_{\text{total}} = \langle J_{\parallel} B \rangle_F + \langle J_{\parallel} B \rangle_{\text{Ohkawa}} \quad (\text{C.33})$$

Vorkommende Größen:

$\langle J_{\parallel} B \rangle_{total}$	getriebener Gesamtstrom
$\langle J_{\parallel} B \rangle_F$	Strom durch die schnellen Ionen
$\langle J_{\parallel} B \rangle_H$	Abschirmstrom der Elektronen (neoklassisch)
$\langle J_{\parallel} B \rangle_{Ohkawa}$	Ohkawa Abschirmstrom (nicht-neoklassisch)
m_e	Elektronenmasse
τ_{ee}	Elektronenkollisionalität
Z_{eff}	effektive Kernladungszahl des Plasmas
Z_f	Kernladungszahl der schnellen Ionen
$e_f = Z_f e$	Ladung der schnellen Ionen
e	Einheitsladung (positiv)

C.3. Ableitung des TRANSP-Algorithmus

Der Stromtrieb durch schnelle Ionen wird von Hirshman and Sigmar [24] (S. 1174, Gl. (8.27)-(8.28)) wie folgt angegeben (G hier entspricht F im Artikel)

$$\langle J_{\parallel} B \rangle = \langle \vec{J}_f \cdot \vec{B} \rangle = n_f e_f \langle V_{\parallel,f} B \rangle G \quad (C.34)$$

$$G = 1 - \frac{Z_f}{Z_{eff}} + \left[\frac{Z_f}{Z_{eff}} + \frac{n |e| V_{i,\theta} \langle B^2 \rangle}{n_f e_f \langle V_{\parallel,f} B \rangle} \right] \left(\frac{\hat{l}_{12}^{(e)} \hat{\mu}_2^{(e)} + \hat{l}_{22}^{(e)} \hat{\mu}_1^{(e)}}{\hat{l}_{11}^{(e)} \hat{l}_{22}^{(e)} - (\hat{l}_{12}^{(e)})^2} \right) \quad (C.35)$$

mit

$$\hat{\mu}_j^{(e)} = \frac{3 \langle (\vec{n} \cdot \nabla B)^2 \rangle}{\langle B^2 \rangle} \mu_j^{(e)} \quad (C.36)$$

$$\hat{l}_{ij}^{(e)} = -\frac{m_e n_e}{\tau_{ee}} l_{ij}^{(e)} \quad (C.37)$$

den Viskositätskoeffizienten ([24], S. 1108, Gl. (4.20)-(4.22)):

$$\mu_1^{(e)} = K_{11} \quad (C.38)$$

$$\mu_2^{(e)} = K_{12} - \frac{5}{2} K_{11} \quad (C.39)$$

$$\mu_3^{(e)} = K_{22} - 5 K_{12} + \frac{25}{4} K_{11} \quad (C.40)$$

und den Reibungskoeffizienten ([24], S. 1174, unter Gl. (8.28)):

$$l_{11}^{(e)} = Z_{eff} \quad (C.41)$$

$$l_{12}^{(e)} = l_{21}^{(e)} = \frac{3}{2} Z_{eff} \quad (C.42)$$

$$l_{22}^{(e)} = \sqrt{2} + \frac{13}{4} Z_{eff} \quad (C.43)$$

Die K -Koeffizienten werden im Bananenregime definiert als ([24], S. 1114, Gl. (4.61))

$$K_{ij}^{(e,B)} = \frac{f_t}{1 - f_t} \frac{n_e m_e}{\tau_{ee}} \{ x_e^{2(i+j-2)} \nu_D^e \tau_{ee} \} \frac{\langle B^2 \rangle}{3 \langle (\vec{n} \cdot \nabla B)^2 \rangle} \quad (C.44)$$

und im Platearegime als ([24], S. 1117, Gl. (4.72))

$$K_{ij}^{(e,P)} = f_t \frac{n_e m_e}{\tau_e} \left\{ x_e^{2(i+j-2)} \nu_{tot}^e(v) \tau_e \right\} \frac{\langle B^2 \rangle}{3 \langle (\vec{n} \cdot \nabla B)^2 \rangle} \quad (\text{C.45})$$

Hirshman and Sigmar argumentieren, dass der zweite Ausdruck in den ersten Klammern, der proportional zur poloidalen Komponenten der Ionengeschwindigkeit $V_{i,\theta}$ ist, von der Größenordnung $\mathcal{O}\left(\sqrt{m_e/m_i}\right)$ ist und daher vernachlässigt werden kann:

$$G = 1 - \frac{Z_f}{Z_{\text{eff}}} + \left(\frac{Z_f}{Z_{\text{eff}}} + \mathcal{O}\left(\sqrt{\frac{m_e}{m_i}}\right) \right) \left(\frac{\hat{l}_{12}^{(e)} \hat{\mu}_2^{(e)} + \hat{l}_{22}^{(e)} \hat{\mu}_1^{(e)}}{\hat{l}_{11}^{(e)} \hat{l}_{22}^{(e)} - (\hat{l}_{12}^{(e)})^2} \right) \quad (\text{C.46})$$

$$= 1 - \frac{Z_f}{Z_{\text{eff}}} \left(1 - \frac{\hat{l}_{12}^{(e)} \hat{\mu}_2^{(e)} + \hat{l}_{22}^{(e)} \hat{\mu}_1^{(e)}}{\hat{l}_{11}^{(e)} \hat{l}_{22}^{(e)} - (\hat{l}_{12}^{(e)})^2} \right) = 1 - \frac{Z_f}{Z_{\text{eff}}} (1 - H) \quad (\text{C.47})$$

Im TRANSP JBSHLD Algorithmus findet man:

$$j_{\text{NBCD}} \equiv j_f \left[1 - \frac{Z_f}{Z_{\text{eff}}} (1 - \tilde{H}) \right] \quad (\text{C.48})$$

$$\tilde{H} = f_t \frac{\frac{3}{2} Z_{\text{eff}} (\tilde{K}_{12} - \frac{5}{2} \tilde{K}_{11}) + (\sqrt{2} + \frac{13}{4} Z_{\text{eff}}) \tilde{K}_{11}}{(\sqrt{2} + \frac{13}{4} Z_{\text{eff}}) Z_{\text{eff}} - (\frac{3}{2} Z_{\text{eff}})^2} \quad (\text{C.49})$$

Mit den weiter unten folgenden Relationen aus [22] wird dies zu

$$\tilde{H} = \frac{l_{21}^{(e)} \bar{\mu}_2^{(e)} + l_{22}^{(e)} \bar{\mu}_1^{(e)}}{l_{11}^{(e)} l_{22}^{(e)} - (l_{12}^{(e)})^2} \quad (\text{C.50})$$

$$\bar{\mu}_j^{(e)} = \frac{\tau_{ee}}{m_e n_e} \frac{3 \langle (\vec{n} \cdot \nabla B)^2 \rangle}{\langle B^2 \rangle} \tilde{\mu}_j^{(e)} \quad (\text{C.51})$$

Hirshman definiert die Koeffizienten der Viskositätsmatrix im Regime großer freier Weglänge (Bananen-/Platearegime) analog zu [23]:

$$\tilde{\mu}_j^{(e)} = f_t m_e n_e \frac{\langle B^2 \rangle}{3 \langle (\vec{n} \cdot \nabla B)^2 \rangle} \left\{ \left(x_e^2 - \frac{5}{2} \right)^{j-1} \nu_t^{(e)} \right\} \quad (\text{C.52})$$

Erweitert man dies mit τ_{ee}/τ_e findet man wieder die Vorfaktoren aus C.36, C.37, C.44 und C.45, die sich wie in diesen vier Gleichungen mit C.52 wegekürzen, und f_t

$$\tilde{\mu}_j^{(e)} = f_t \frac{m_e n_e}{\tau_{ee}} \frac{\langle B^2 \rangle}{3 \langle (\vec{n} \cdot \nabla B)^2 \rangle} \left\{ \left(x_e^2 - \frac{5}{2} \right)^{j-1} \nu_t^{(e)} \tau_{ee} \right\} \quad (\text{C.53})$$

Die geschweiften Klammern stehen für den Geschwindigkeitsintegrationsoperator:

$$\{A(v_e)\} = \frac{8}{3\sqrt{\pi}} \int_0^\infty dx x^4 \exp(-x^2) A(v_{th,e} x) \quad (\text{C.54})$$

mit dem Verhältnis x aus Geschwindigkeit v und thermischer Geschwindigkeit v_{th} :

$$x_e^2 = \frac{v_e^2}{v_{th,e}^2} = \frac{v_e^2}{2T_e/m_e} \quad (\text{C.55})$$

$$v_{th,e} = \sqrt{\frac{2k_B T_e}{m_e}} \quad (\text{C.56})$$

Den K -Koeffizienten definiert Hirshman als

$$\tilde{K}_{1j}^{(e)}(\nu_e^*, Z_{\text{eff}}) = \left\{ x_e^{2(j-1)} \nu_t^{(e)} \tau_{ee} \right\} \quad (\text{C.57})$$

und drückt damit die Koeffizienten der Viskositätsmatrix aus:

$$\tilde{\mu}_0^{(e)} = f_t \frac{m_e n_e}{\tau_{ee}} \frac{\langle B^2 \rangle}{3 \langle (\vec{n} \cdot \nabla B)^2 \rangle} = 1.38 p_e \nu_e^* \frac{q R_{\text{maj}}}{v_{th,e}} \quad (\text{C.58})$$

$$\tilde{\mu}_1^{(e)} = \tilde{\mu}_0^{(e)} \tilde{K}_{11} \quad (\text{C.59})$$

$$\tilde{\mu}_2^{(e)} = \tilde{\mu}_0^{(e)} \left(\tilde{K}_{12} - \frac{5}{2} \tilde{K}_{11} \right) \quad (\text{C.60})$$

Die normierte Kollisionalität der Elektronen wird analog zu [21, 20] angegeben:

$$\nu_e^* = \frac{\sqrt{2} q R_{\text{maj}}}{\epsilon^{3/2} v_{th,e} \tau_{ee}} \quad (\text{C.61})$$

Mit der thermischen Geschwindigkeit der Elektronen $v_{th,e}$ und der Kollisionalität der Elektronen untereinander $\nu_{ee} = \tau_{ee}^{-1}$

$$\nu_{ee} = \frac{16 \sqrt{\pi} n_e e^4 \ln \Lambda_e}{3 m_e^2 v_{th,e}^3} \quad (\text{C.62})$$

wird dies zu

$$\nu_e^* = \frac{16 \sqrt{2\pi} q n_e e^4 \ln \Lambda_e R_{\text{maj}}}{3 \epsilon^{3/2} m_e^2 v_{th,e}^4} = \frac{\sqrt{32} \pi e^4 q n_e \ln \Lambda_e}{3 k_B^2 T_e^2} \sqrt{\frac{R_{\text{maj}}^5}{R_{\text{min}}^3}} \quad (\text{C.63})$$

Die numerische Lösung von Gl. C.57 wird dann an den folgenden Ausdruck gefittet

$$K_{ij} = \frac{K_{ij}^{(0)}}{(1 + \sqrt{A_{ij}} \nu_e^* + B_{ij} \nu_e^*) (1 + \sqrt{C_{ij}} \nu_e^* \epsilon^{3/2} + D_{ij} \nu_e^* \epsilon^{3/2})} \quad (\text{C.64})$$

woraus die folgenden Koeffizienten resultieren, deren Fehler für $0.01 \leq \epsilon \leq 0.15$ nicht größer als 6% ist.

$$\begin{aligned} K_{11} &= \frac{0.53 + Z_{\text{eff}}}{(1 + \sqrt{A_{11}} \nu_e^* + B_{11} \nu_e^*) (1 + \sqrt{C_{11}} \nu_e^* \epsilon^{3/2} + D_{11} \nu_e^* \epsilon^{3/2})} \\ A_{11} &= 3.44 Z_{\text{eff}} + \frac{0.52 - 0.42 Z_{\text{eff}}}{1 + 1.35 Z_{\text{eff}}} \\ B_{11} &= 0.56 + 0.96 Z_{\text{eff}} \\ C_{11} &= 0.25 Z_{\text{eff}} + \frac{0.14 + 0.55 Z_{\text{eff}}}{1 + 5 Z_{\text{eff}}} \\ D_{11} &= 0.51 Z_{\text{eff}} + \frac{0.7 + 0.78 Z_{\text{eff}}}{1 + Z_{\text{eff}}} \end{aligned} \quad (\text{C.65})$$

$$\begin{aligned}
K_{12} &= \frac{0.71 + Z_{\text{eff}}}{(1 + \sqrt{A_{12} \nu_e^* + B_{12} \nu_e^*}) (1 + \sqrt{C_{12} \nu_e^* \epsilon^{3/2}}) + D_{12} \nu_e^* \epsilon^{3/2}} \quad (\text{C.66}) \\
A_{12} &= 0.31 Z_{\text{eff}} + \frac{0.1 + 0.084 Z_{\text{eff}}}{1 + 1.3 Z_{\text{eff}}} \\
B_{12} &= 0.26 + 0.35 Z_{\text{eff}} \\
C_{12} &= 0.081 Z_{\text{eff}} + \frac{0.072 + 0.15 Z_{\text{eff}}}{1 + 3 Z_{\text{eff}}} \\
D_{12} &= 0.29 Z_{\text{eff}} + \frac{0.42 + 0.62 Z_{\text{eff}}}{1 + 1.42 Z_{\text{eff}}}
\end{aligned}$$

Für niedrige Kollisionalität $\nu_e^* = 0$ erhält man für die K -Koeffizienten

$$\begin{aligned}
K_{11}^{(0)} &= 0.53 + Z_{\text{eff}} \\
K_{12}^{(0)} &= 0.71 + Z_{\text{eff}}
\end{aligned}$$

und somit für $H^{(0)}$

$$\begin{aligned}
H^{(0)} &= f_t \frac{1.5 Z_{\text{eff}} (0.71 + Z_{\text{eff}} - 2.5 (0.53 + Z_{\text{eff}})) + (1.41 + 3.25 Z_{\text{eff}}) (0.53 + Z_{\text{eff}})}{Z_{\text{eff}} (1.41 + 3.25 Z_{\text{eff}}) - 2.25 Z_{\text{eff}}^2} \\
&= f_t \frac{0.75 + 2.21 Z_{\text{eff}} + Z_{\text{eff}}^2}{1.41 Z_{\text{eff}} + Z_{\text{eff}}^2} \quad (\text{C.67})
\end{aligned}$$

was der Gleichung für das Bananenregime aus Hirshman and Sigmar [24] (S. 1175, Gl. (8.29)) entspricht:

$$F^{(0)} = 1 - \frac{Z_f}{Z_{\text{eff}}} + f_t \left(\frac{Z_f}{Z_{\text{eff}}} + \frac{n |e| V_{i,\theta} < B^2 >}{n_f e_f < V_{\parallel,f} B >} \right) \left(\frac{0.75 + 2.21 Z_{\text{eff}} + Z_{\text{eff}}^2}{1.41 Z_{\text{eff}} + Z_{\text{eff}}^2} \right) \quad (\text{C.68})$$

Vernachlässigt man wieder den Term proportional zu $V_{i,\theta}$, ist dies gleich der TRANSP-Formel mit $H^{(0)}$:

$$F^{(0)} = 1 - \frac{Z_f}{Z_{\text{eff}}} \left(1 - f_t \frac{0.75 + 2.21 Z_{\text{eff}} + Z_{\text{eff}}^2}{1.41 Z_{\text{eff}} + Z_{\text{eff}}^2} \right) = 1 - \frac{Z_f}{Z_{\text{eff}}} \left(1 - H^{(0)} \right) \quad (\text{C.69})$$

Zusammenfassung

Der TRANSP Stromtriebalgorithmus entspricht demjenigen im Aufsatz von Hirshman and Sigmar [24] mit den K -Koeffizienten aus dem Aufsatz von Hirshman [22]. Dabei sind aber die Definitionen von $\mu_j^{(e)}$, $l_{ij}^{(e)}$ und $K_{ij}^{(e)}$ in beiden Aufsätzen unterschiedlich, wobei die Vorfaktoren unterschiedlich von $\hat{\mu}_j^{(e)}$ und $\hat{l}_{ij}^{(e)}$ auf $\mu_j^{(e)}$, $l_{ij}^{(e)}$ und $K_{ij}^{(e)}$ verteilt sind. In der Berechnung des Shielding Factors kürzen sich die Vorfaktoren aber in beiden Aufsätzen heraus.

Davon abgesehen werden für $K_{ij}^{(e)}$ in beiden Aufsätzen unterschiedliche Gleichungen angegeben. In [24] werden jeweils gesondert Gleichungen für das Bananen- und das Platearegime angegeben. In [22] wird ein Ausdruck angegeben, der für beide Regime gültig ist.

Vorkommende Größen:

$\vec{n} = \vec{B}/B$	Einheitsvektor des Magnetfeldes
Z_{eff}	effektive Kernladungszahl des Plasmas
Z_f	Kernladungszahl der schnellen Ionen
f_t	Anteil gefangener Teilchen
$V_{i,\theta}$	poloidale Komponente der Ionengeschwindigkeit
$\nu_D^{(e)}$	90° Ablenkungsfrequenz
$\nu_{\text{tot}}^{(e)}$	neoklassische Gesamtstoßfrequenz
$\nu_t^{(e)}$	neoklassische Stoßfrequenz für <i>stress anisotropy relaxation</i>

C.4. Der JBSHLD Algorithmus aus TRANSP

```

C-----
C  JBSHLD -- CLASSICAL/NEOCLASSICAL BEAM CURRENT SHIELDING FACTOR
C
C  TAKEN OUT OF FOKKER AND PUT HERE DMC SEPT 1990
C
C      SUBROUTINE JBSHLD
C
C      use nbi_com
C
C      !=====
C      ! idecl: explicitize implicit INTEGER declarations:
C      IMPLICIT NONE
C      INTEGER, PARAMETER :: R8=SELECTED_REAL_KIND(12,100)
C      INTEGER j
C      !=====
C      ! idecl: explicitize implicit REAL declarations:
C      REAL*8 zrzon,zrboun,zrbounp,zrmajor,zcurr,zvstae,zdelta,zd1m
C      REAL*8 zft,zef,zd32,za11,zb11,zc11,zd11,zk11,za12,zb12,zc12
C      REAL*8 zd12,zk12
C      !=====
C      LOGICAL ILSPIZ
C
C-----
C  D. MC CUNE IMPLIMENT NEOCLASSICAL BEAM CURRENT OPTION
C  COLLISIONALITY, TRAPPING FRACTION FORMULAE FROM "RESIS.FOR"
C  A,B, KO COEFFICIENTS FROM HIRSHMAN, PHYS. FLUIDS VOL 21
C  NO. 8 AUG 1978.
C  CLASSICAL JB
C
C  DMC OCT 1989 -- DECIDE ON N.C. OR CLASSICAL DRIVEN CURRENTS
C
C      ILSPIZ=.FALSE.
C      IF(NMCURB.EQ.2) THEN

```

```

      ILSPIZ=.TRUE.
      ELSE IF(NMCURB.EQ.3) THEN
        ILSPIZ=.FALSE.
      ENDIF
C
      DO 100 J=LCENTR,LEDGE
        XJBFAC(J)=(1.0_R8-XZBEAMI/XZEFFC(J,2))
C
C IF RESISTIVITY IS CLASSICAL, USE CLASSICAL BEAM CURRENT
C (NLSPIZ=.TRUE. ==> CLASSICAL, SPITZER RESISTIVITY S.R. RESIS)
C *** MOD DMC OCT 1989 ***
C CAN FORCE CLASSICAL/N.C. BEAM DRIVEN CURRENT INDEPENDENTLY
C SEE NAMELIST CONTROL NMCURB, AND DEFN. OF ILSPIZ ABOVE ***
C
      IF(ILSPIZ) GO TO 2995
C
      ZRZON=RMNRMP(J,2)
      ZRBOUN=RMNRMP(J,1)
      ZRBOUNP=RMNRMP(J+1,1)
      ZRMAJOR=RMJRM(J,2)
C
C NEOCLASSICAL JB
      ZCURR=2.5E4_R8*BZXR/ZRMAJOR**2
           *ZRZON*(ZRBOUN/QGEO(J)+ZRBOUNP/QGEO(J+1))
C COLLISIONALITY NU*E
      ZVSTAE=3.46E-9_R8*RHOEL(J,2)*CLOGE(J)*BZXR*
1      SQRT(ZRMAJOR*ZRZON)/(ZCURR*TE(J,2)*TE(J,2))
      ZDELTA=ZRZON/ZRMAJOR
      ZD1M=1._R8-ZDELTA
C TRAPPING FRACTION
      ZFT=1._R8-ZD1M*ZD1M/(SQRT(1._R8-ZDELTA*ZDELTA)*
1      (1._R8+1.46_R8*SQRT(ZDELTA)))
C K11 COEFFICIENT
      ZEF=XZEFFC(J,2)
      ZD32=ZDELTA*SQRT(ZDELTA)
      ZA11=3.44_R8*ZEF+(.52_R8-.42_R8*ZEF)/(1._R8+1.35_R8*ZEF)
      ZB11=.56_R8+.96_R8*ZEF
      ZC11=.25_R8*ZEF+(.14_R8+.55_R8*ZEF)/(1._R8+5.0_R8*ZEF)
      ZD11=.51_R8*ZEF+(.7_R8+.78_R8*ZEF)/(1._R8+ZEF)
      ZK11=(.53_R8+ZEF)/
           ((1._R8+SQRT(ZA11*ZVSTAE)+ZB11*ZVSTAE)*
           (1._R8+SQRT(ZC11*ZVSTAE*ZD32)+ZD11*ZVSTAE*ZD32))
C K12 COEFFICIENT
      ZA12=.31_R8*ZEF+(.1_R8+.084_R8*ZEF)/(1._R8+1.3_R8*ZEF)
      ZB12=.26_R8+.35_R8*ZEF
      ZC12=.081_R8*ZEF+(.072_R8+.15_R8*ZEF)/(1._R8+3._R8*ZEF)
      ZD12=.29_R8*ZEF+(.42_R8+.62_R8*ZEF)/(1._R8+1.42_R8*ZEF)

```

```
      ZK12=(.71_R8+ZEF)/
      ((1._R8+SQRT(ZA12*ZVSTAE)+ZB12*ZVSTAE)*
      (1._R8+SQRT(ZC12*ZVSTAE*ZD32)+ZD12*ZVSTAE*ZD32))
C  NEOCLASSICAL BEAM CURRENT CORRECTION
      XJBFAC(J)=XJBFAC(J)+XZBEAMI/ZEF*ZFT*
      (1.5_R8*ZEF*(ZK12-2.5_R8*ZK11)+
      (1.414214_R8+3.25_R8*ZEF)*ZK11)
      /(ZEF*(1.414214_R8+3.25_R8*ZEF)-2.25_R8*ZEF*ZEF)
2995  CONTINUE
C
      XJBFAC(J)=MAX(1.E-5_R8,XJBFAC(J))
      xjbfacs(j,lsbeam)=xjbfac(j)  ! multi-species
C
100  CONTINUE
C
C-----
C
      RETURN
      END
```


D. NUBEAM standalone

Das NUBEAM Modul kann auch unabhängig von TRANSP für Berechnungen genutzt werden. Dabei erhält NUBEAM die Eingangsdaten, wie z.B. das Gleichgewicht, nicht von TRANSP, sondern diese müssen selbstständig bereitgestellt werden. Es ist die Entwicklung eines Treibers notwendig, der dem NUBEAM Modul sämtliche Eingangsdaten zur Verfügung stellt, eine Zeitschleife implementiert, und die berechneten Daten aus NUBEAM ausliest und speichert.

Eine erste „*proof of principle*“ Version eines solchen Treibers inkl. Schnittstellen an das ASDEX Upgrade Schussfilesystem wurde erstellt.

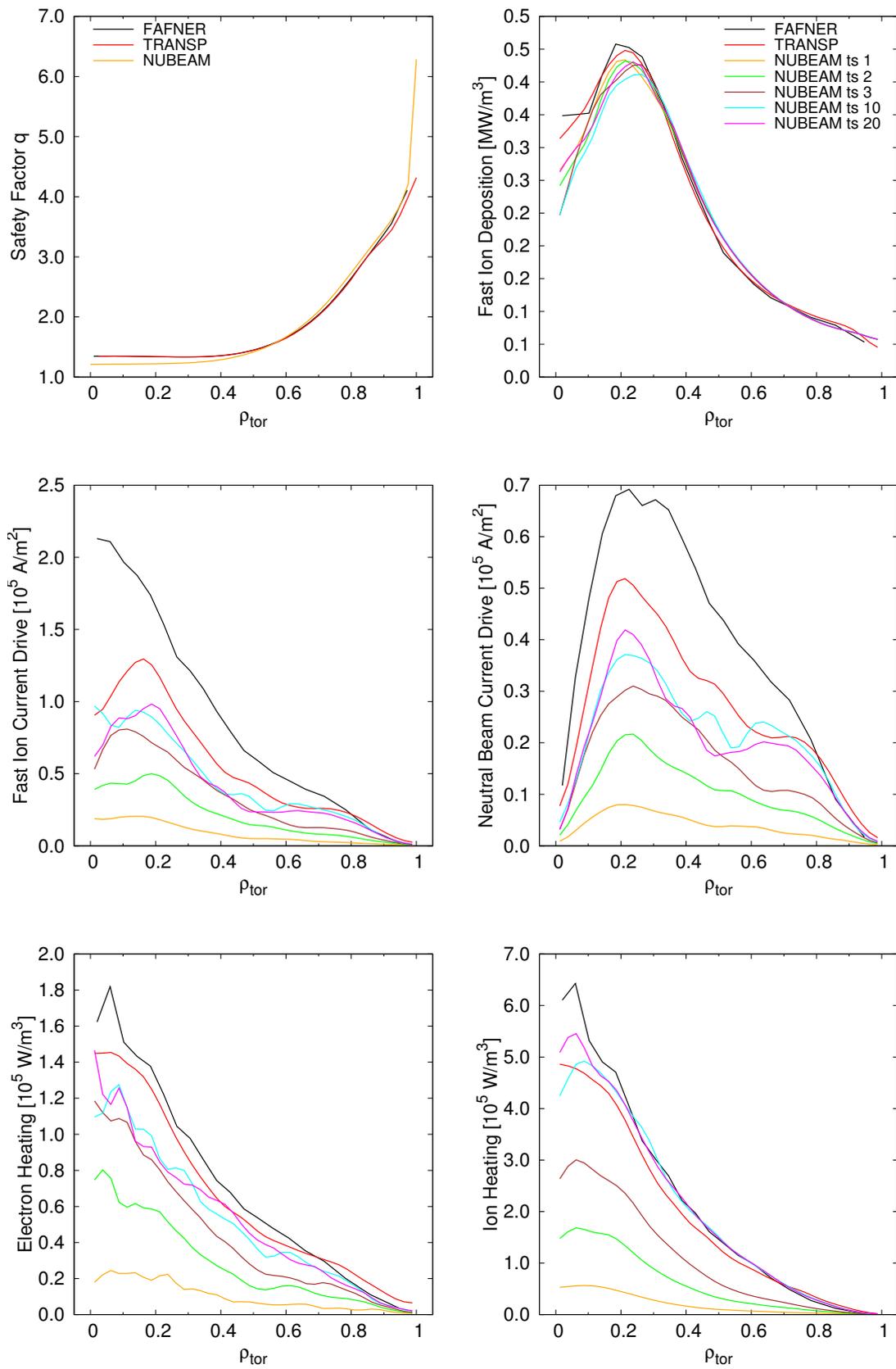
Folgende Eingangsdaten werden dabei aus den Messdaten von ASDEX Upgrade bzw. aus CLISTE-Gleichgewichtsdaten eingelesen und an NUBEAM übergeben:

- Temperaturprofile für Elektronen und Ionen $T_e(\rho)$, $T_i(\rho)$
- Dichteprofile für Elektronen und Ionen $n_e(\rho)$, $n_i(\rho)$
- Gleichgewicht $R(\rho, \theta)$ und $Z(\rho, \theta)$
- Sicherheitsfaktor $q(\rho)$
- Plasmadruck $P(\rho)$
- NBI Heizleistung und Strahlenergie

Diese Profile werden in UFiles gespeichert und im NUBEAM Treiber eingelesen. Andere Daten, wie z.B. die Limiterkonfiguration oder die Strahlgeometrie, können aus vorherigen TRANSP Runs übernommen werden.

Der NUBEAM Treiber initialisiert dann ein PLASMASTATE Objekt, das die meisten Informationen über das Plasma (Gleichgewicht, Temperatur- und Dichteprofile, Strahlgeometrie- und zusammensetzung) enthält, sowie den NUBEAM Server selbst. Danach wird eine Zeitschleife aufgerufen, die die eigentlichen Berechnungen im NUBEAM Server initiiert. Nach jedem Zeitschritt werden die Profildaten aus dem NUBEAM Server ausgelesen und zwischengespeichert. Man kann auch nach jedem oder einer Zahl von NUBEAM Zeitschritten die Eingangsdaten (Temperatur- und Dichteprofile, Gleichgewicht) aktualisieren und an die Messdaten anpassen. Dies wurde in den ersten Tests allerdings noch nicht getan. In der Schnittstelle an das AUGD Datensystem ist dies aber bereits berücksichtigt.

Auf der nächsten Seite ist das Ergebnis eines ersten Testruns zu sehen (#17870, Q1). Die Abkürzung „ts“ in der Legende bedeutet „*timeslice*“, gibt also den NUBEAM Zeitschritt an, und verdeutlicht die Evolution der einzelnen Profile während des NUBEAM Runs. Ein Zeitschritt entspricht 0.01 s, 20 Zeitschritte wurden gerechnet. Das Depositionsprofil der schnellen Ionen stimmt sehr gut mit denen von TRANSP und FAFNER überein, ebenso die Ionenheizung. Die Elektronenheizung und insbesondere der Stromtrieb hingegen ist bei der NUBEAM Rechnung deutlich kleiner.



E. Benchmark Plots für alle NBI Quellen

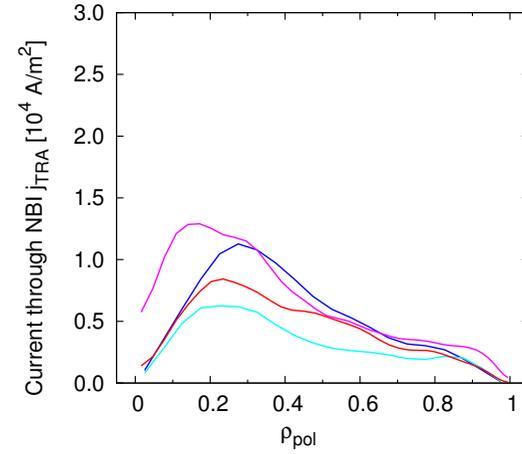
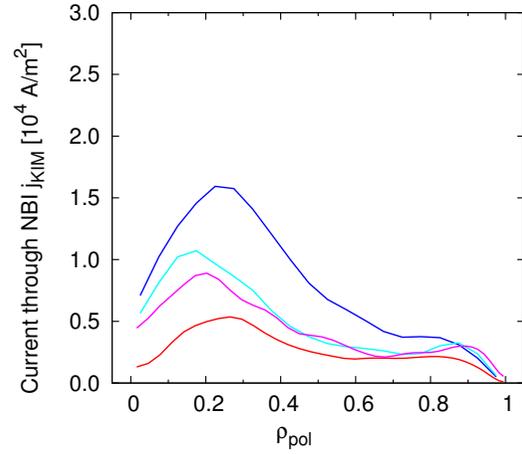
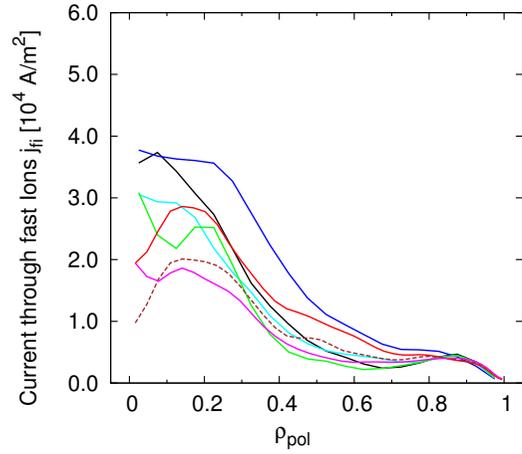
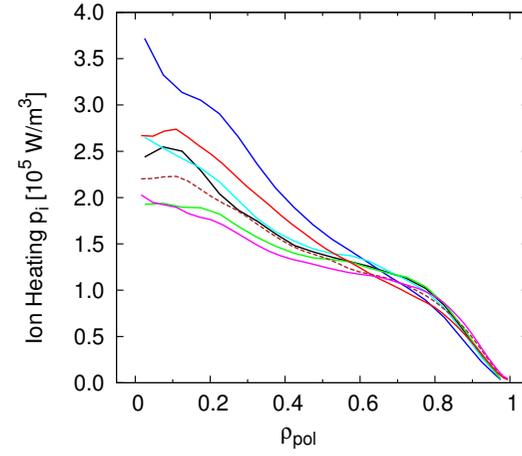
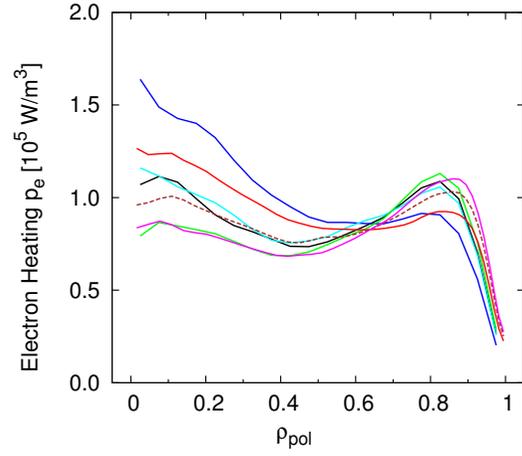
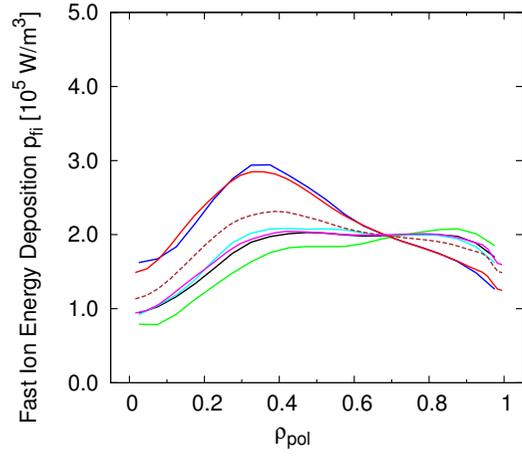
Im nachfolgenden sind noch einmal die Plots für alle diskutierten Profile sowie für alle NBI Quellen und beide Schüsse #17847 und #17870 dargestellt. Für die Stromtrieb-Plots wurden die weniger Interessanten Fälle „FAFNER“, „Suzuki“ und „JANEV“ vernachlässigt

—	FAFNER	—	TRANSP
—	FAFNER-PREACT	- - -	TRANSP-JANEV
—	FAFNER-ADAS	—	TRANSP-ADAS
—	FAFNER-NAKA		

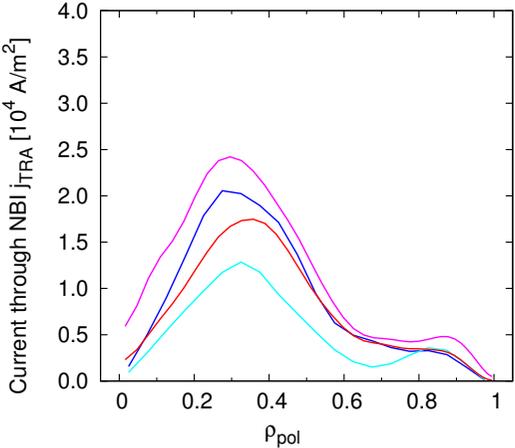
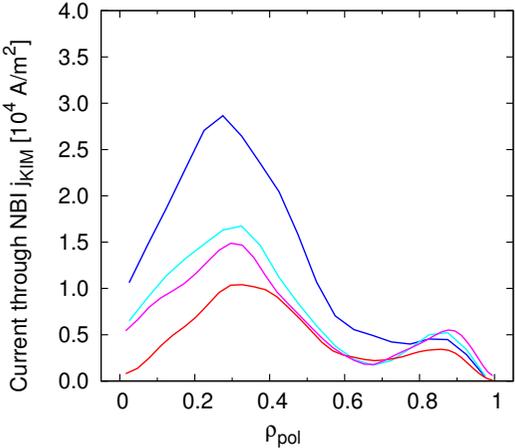
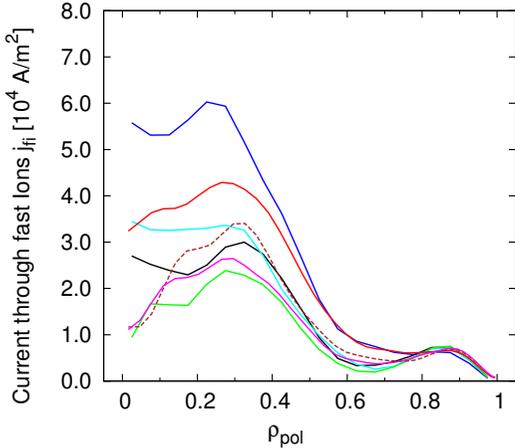
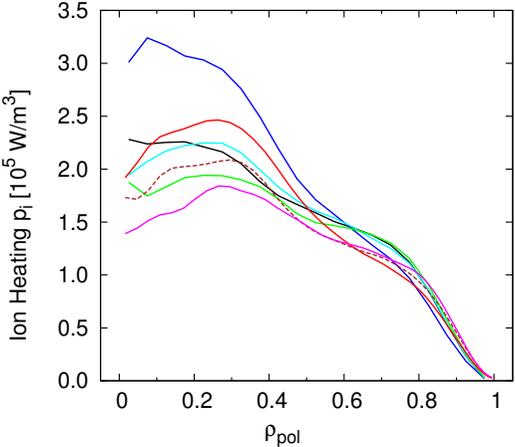
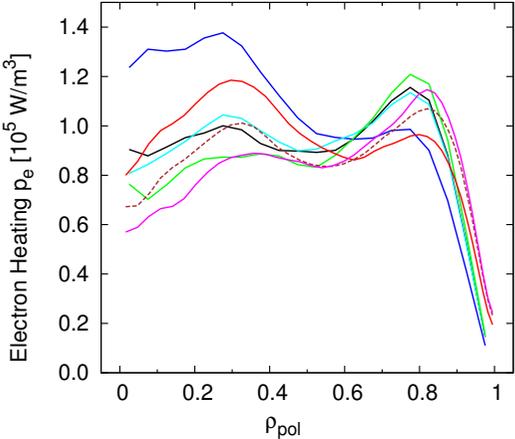
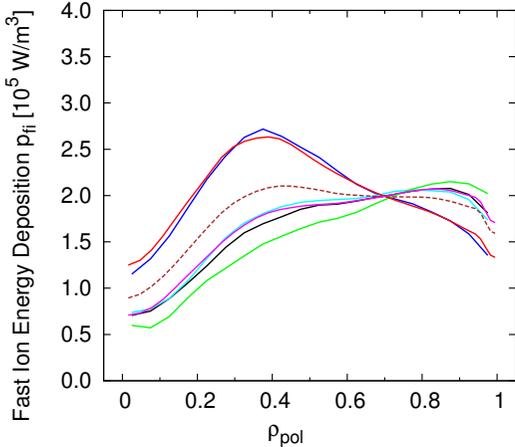
Abb. E.1.: Legende für Profilplots Schuss #14847 & #14870

Im Anschluss daran finden sich die Plots zum Einfluss der verschiedenen physikalischen Effekte auf die Ergebnisse der TRANSP-Rechnungen für alle Quellen.

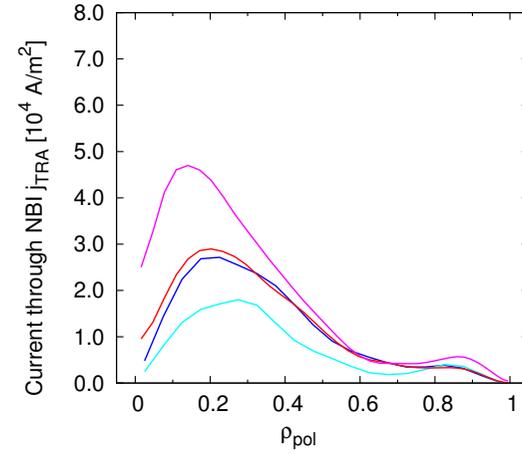
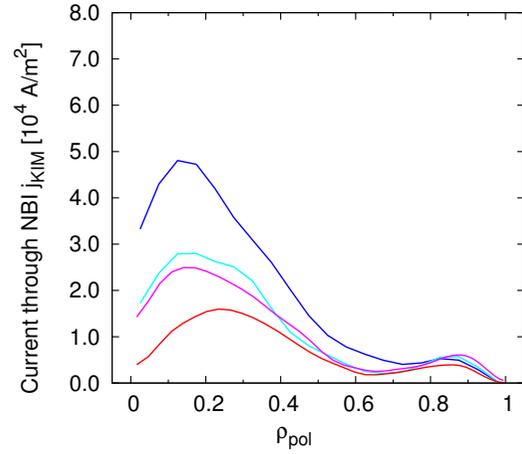
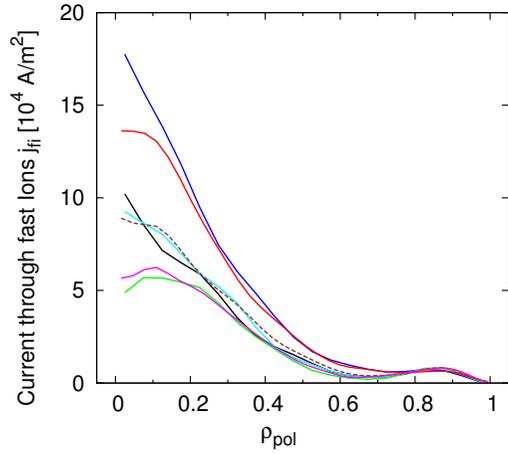
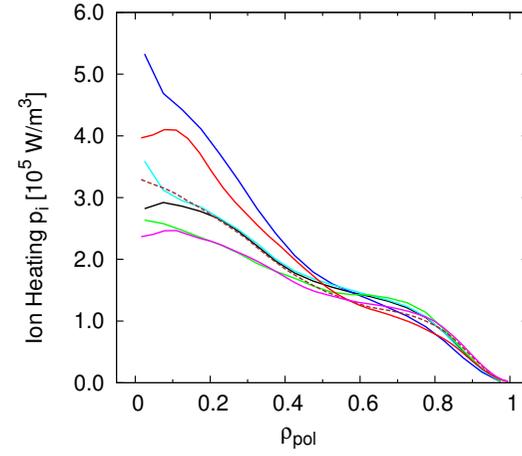
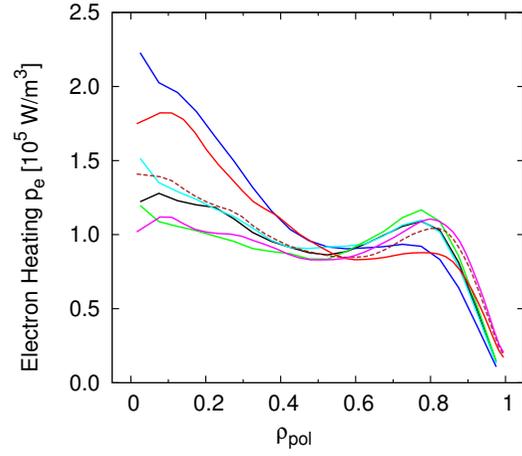
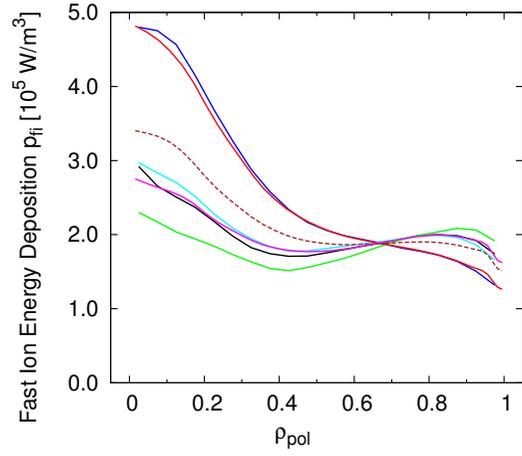
Schuss #17847, NBI Quelle 1



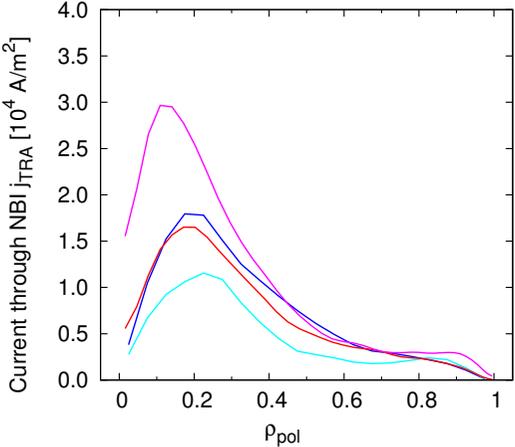
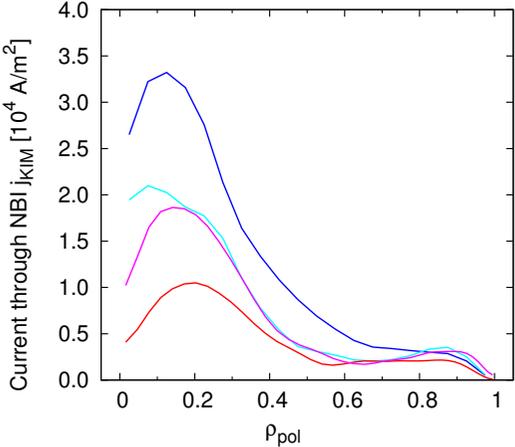
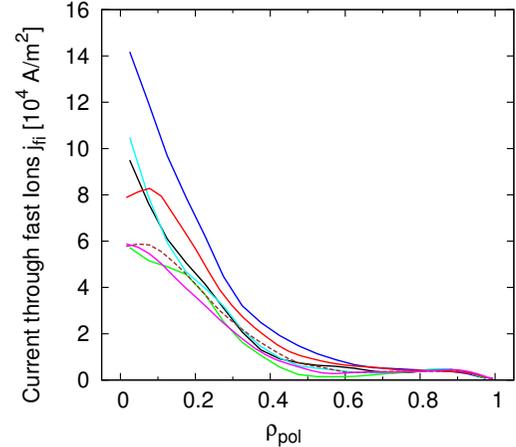
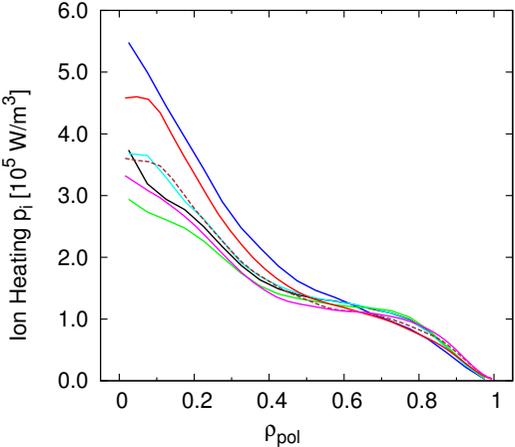
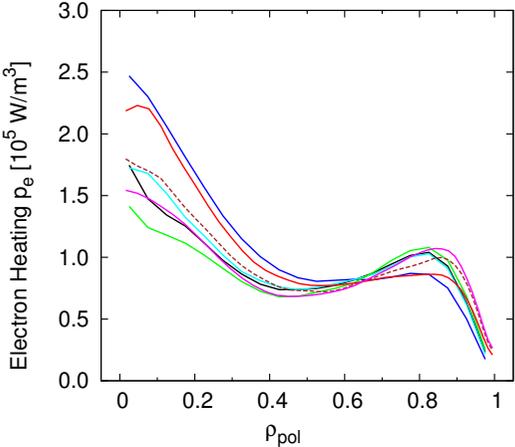
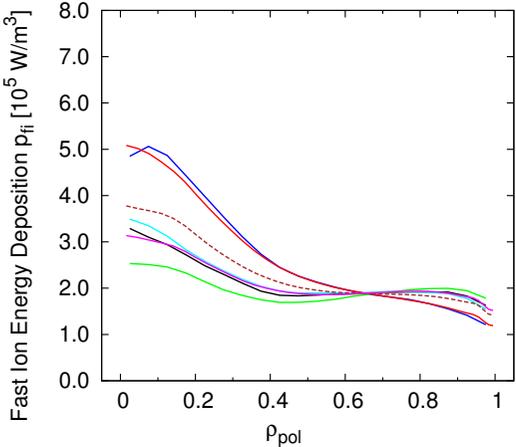
Schuss #17847, NBI Quelle 2



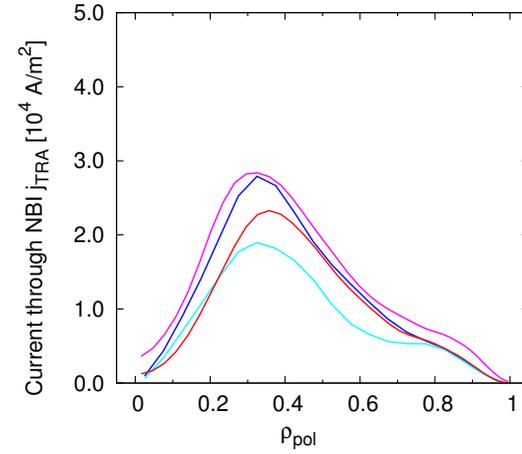
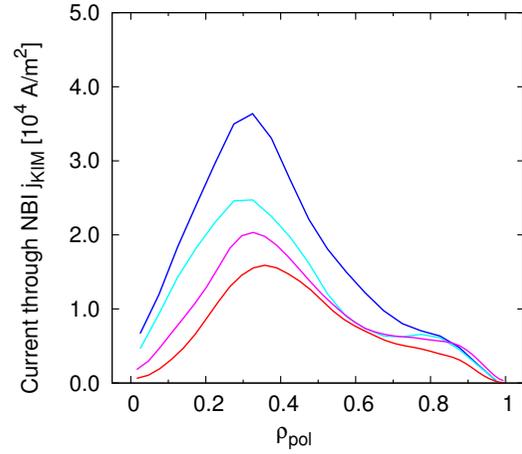
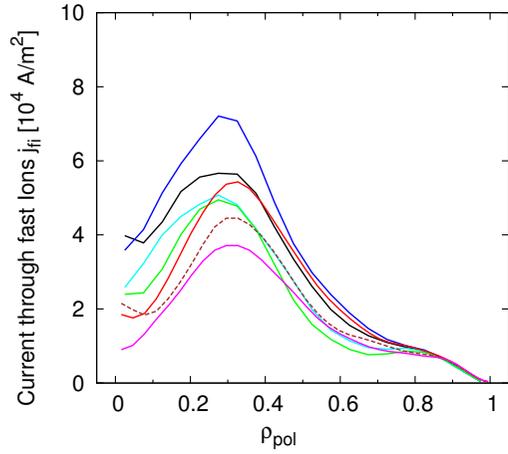
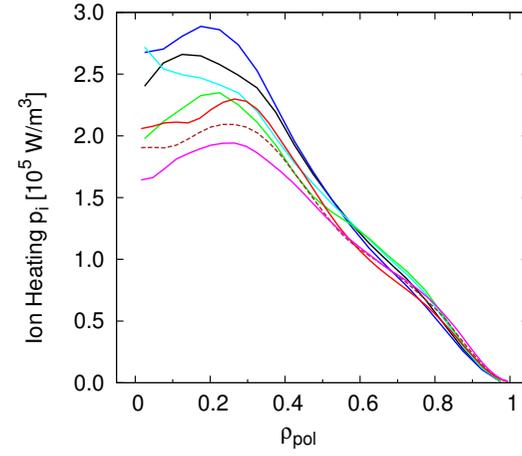
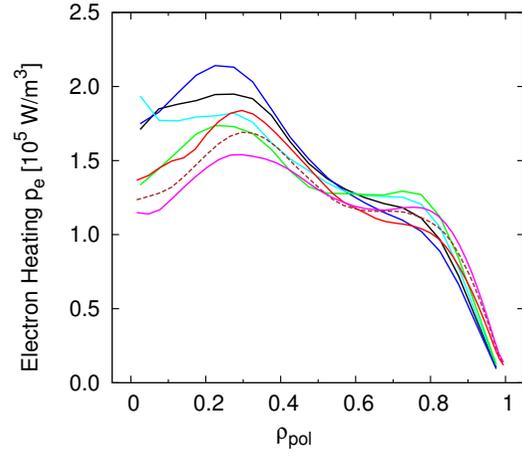
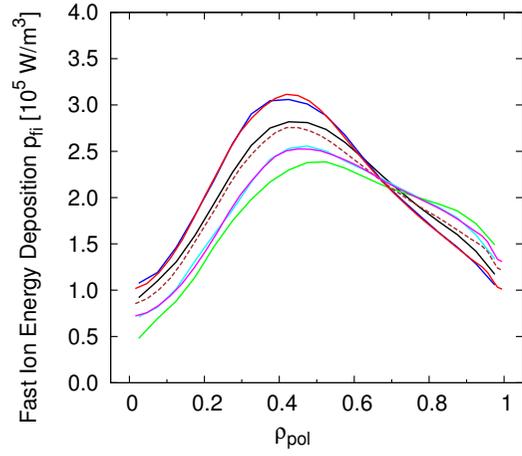
Schuss #17847, NBI Quelle 3



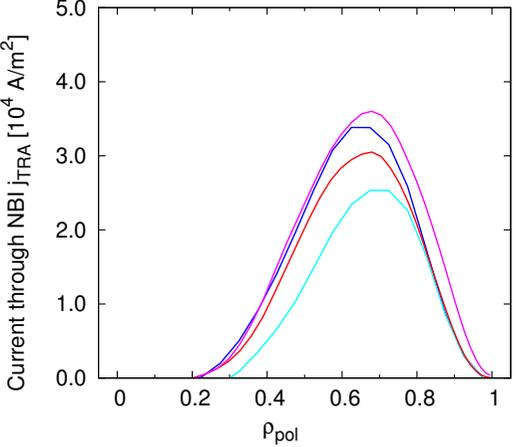
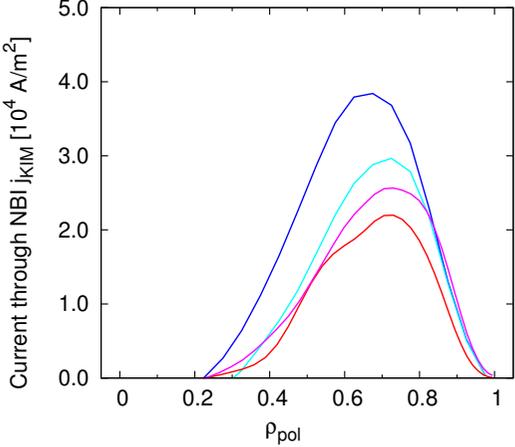
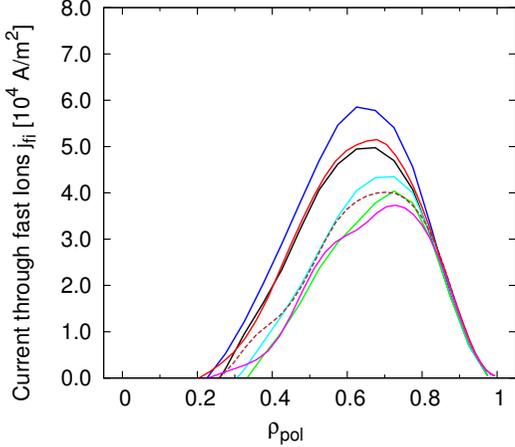
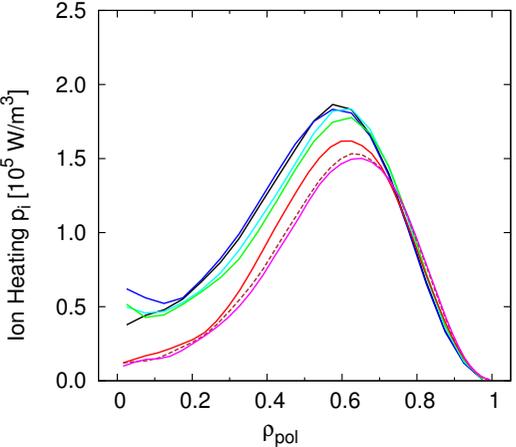
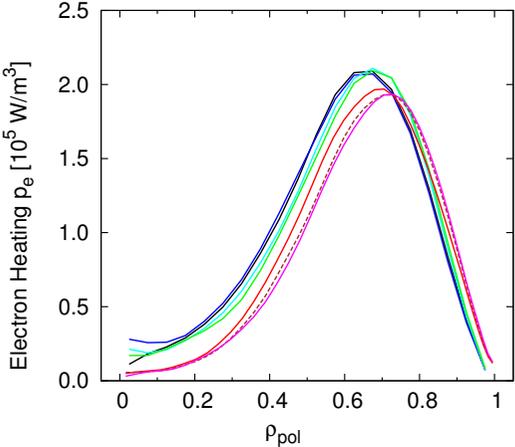
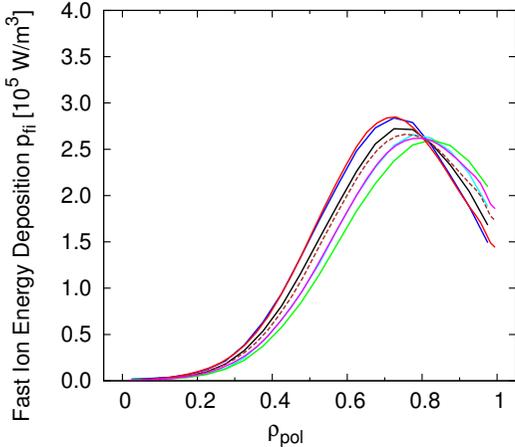
Schuss #17847, NBI Quelle 4



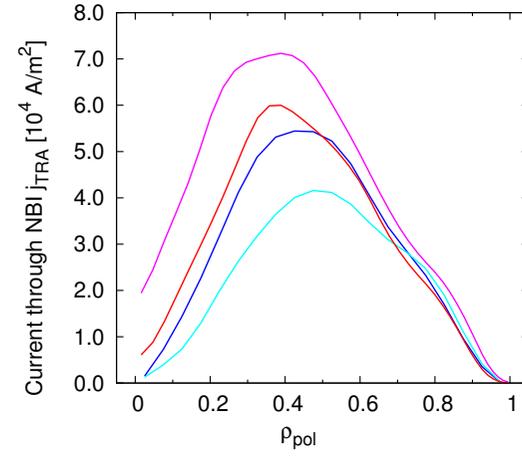
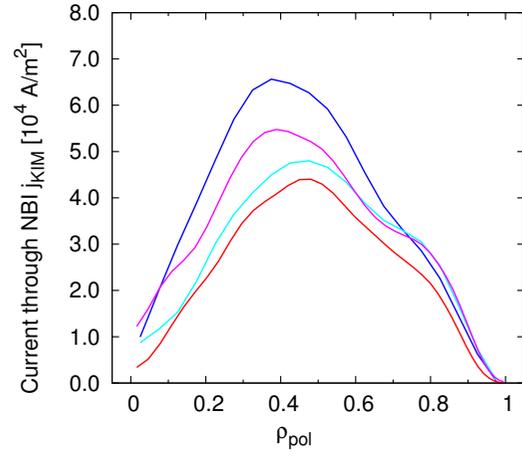
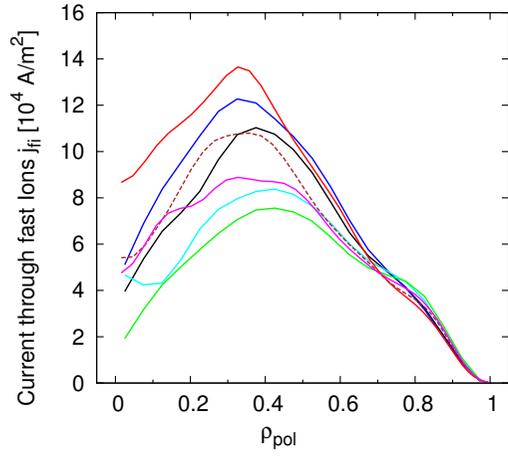
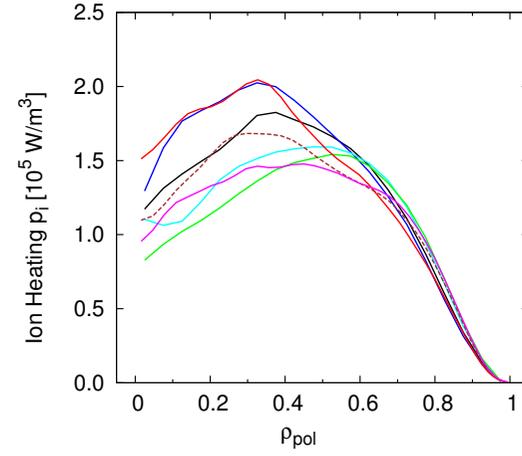
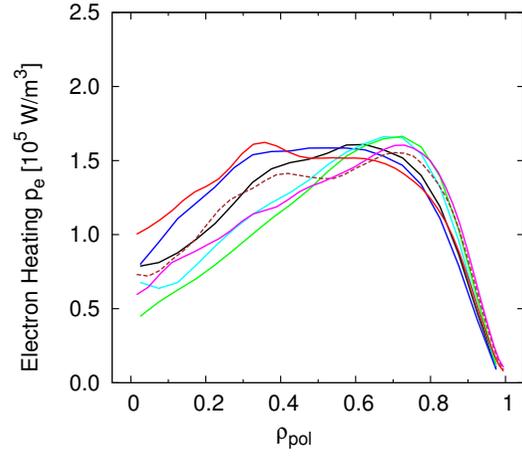
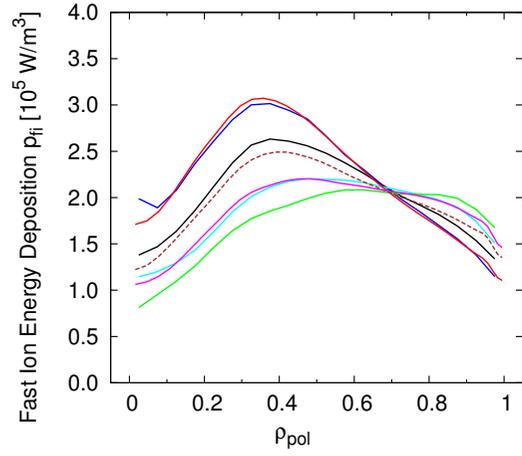
Schuss #17847, NBI Quelle 5



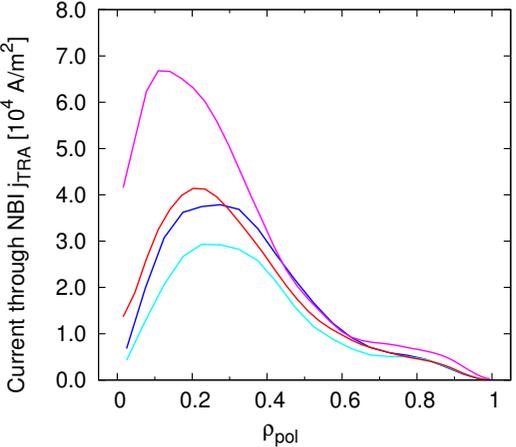
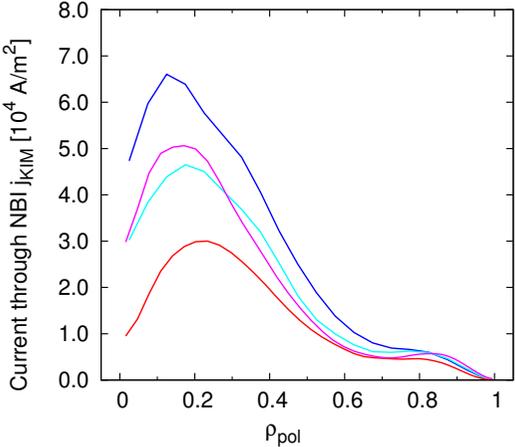
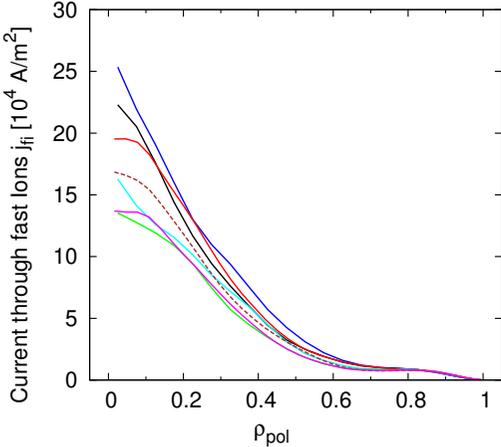
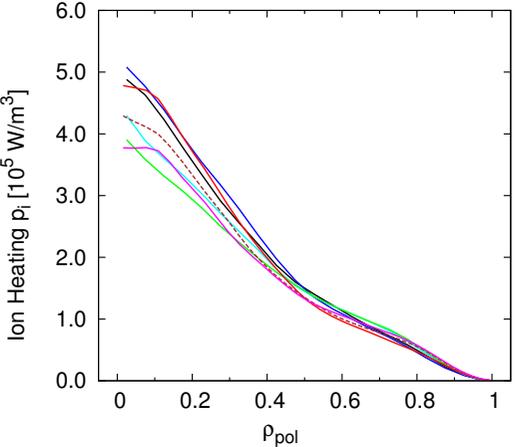
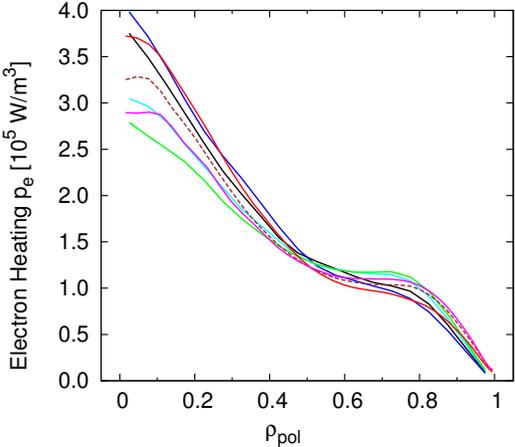
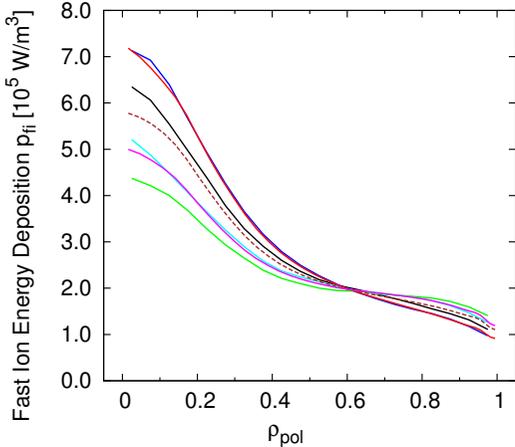
Schuss #17847, NBI Quelle 6



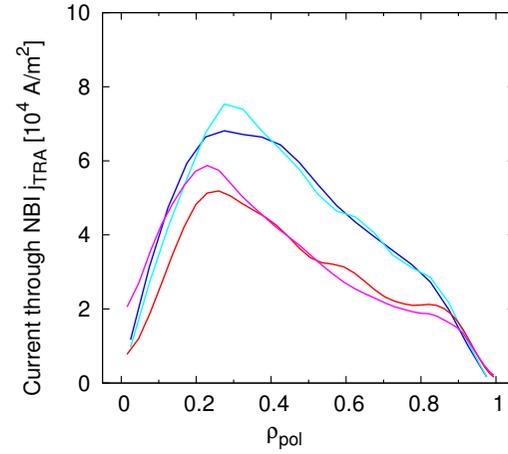
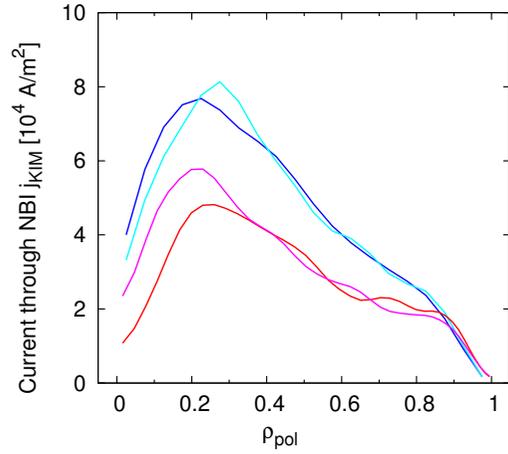
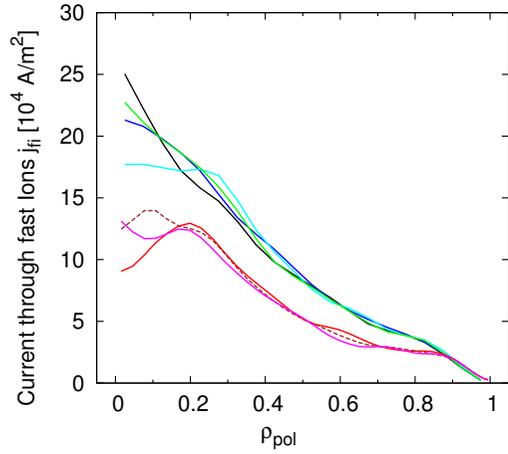
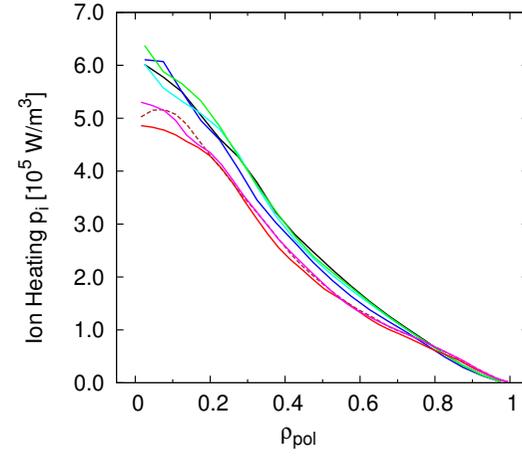
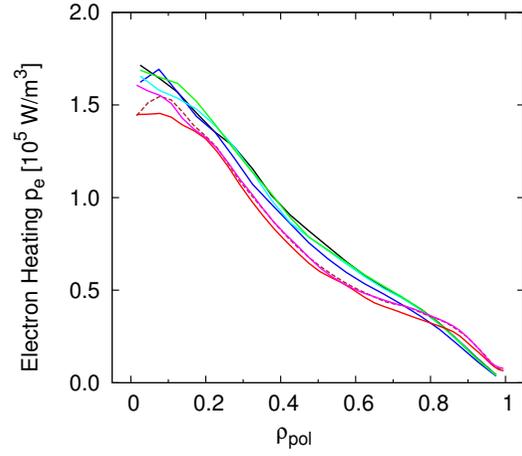
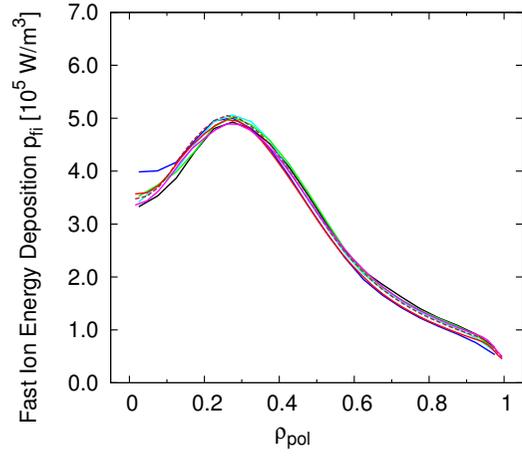
Schuss #17847, NBI Quelle 7



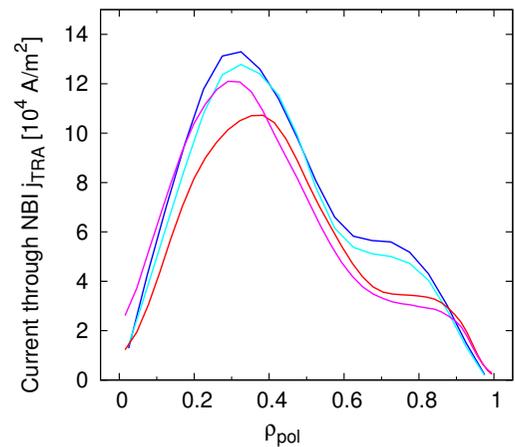
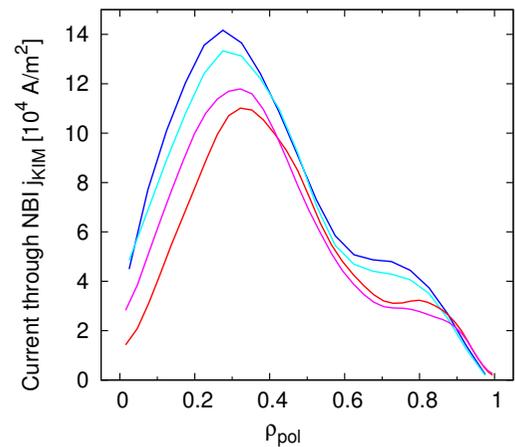
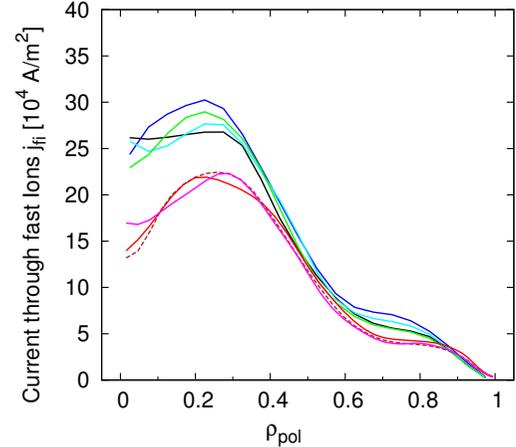
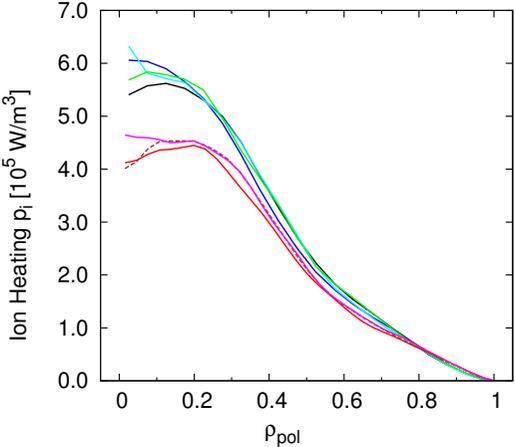
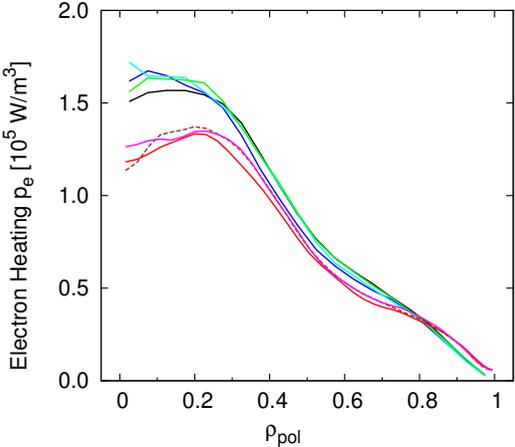
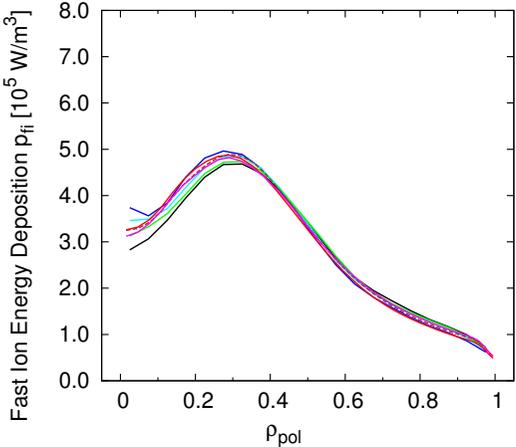
Schuss #17847, NBI Quelle 8



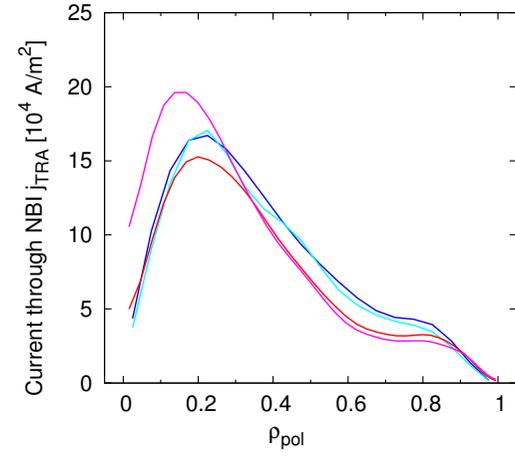
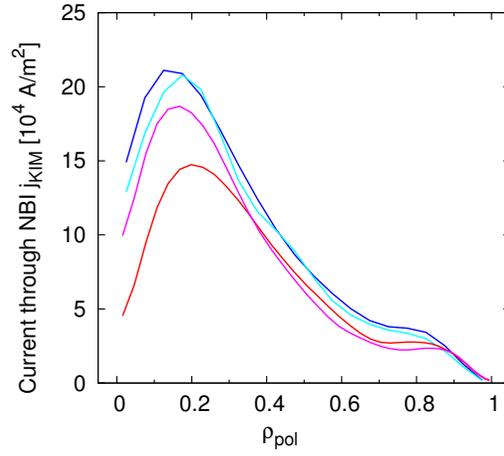
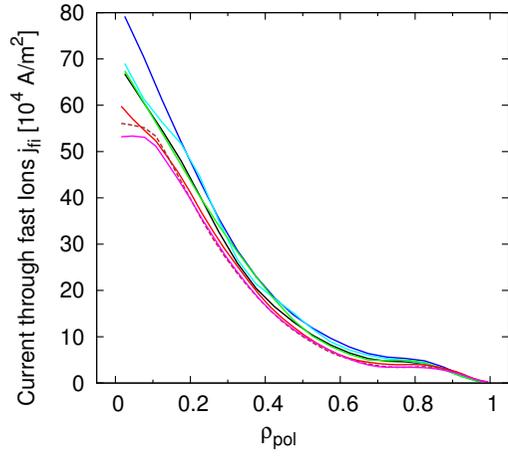
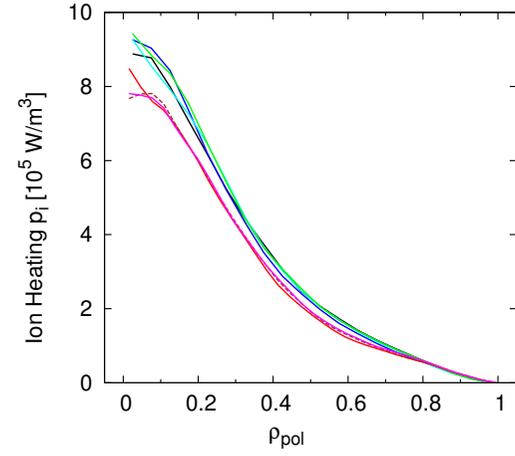
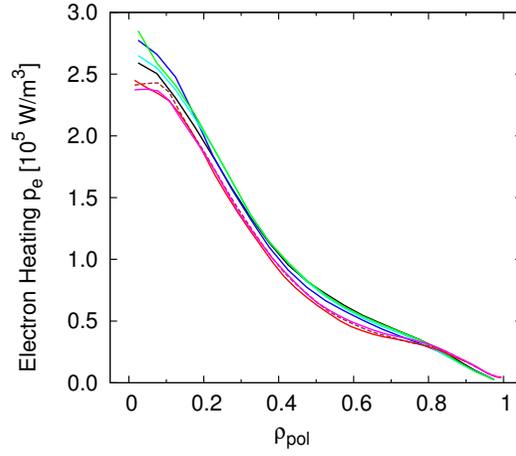
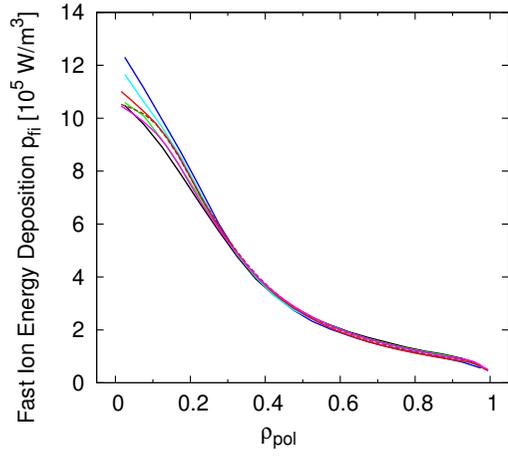
Schuss #17870, NBI Quelle 1



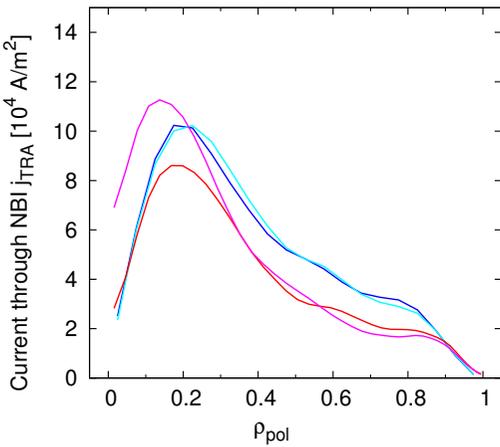
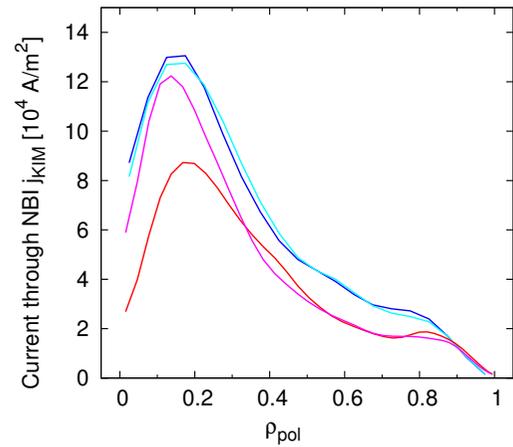
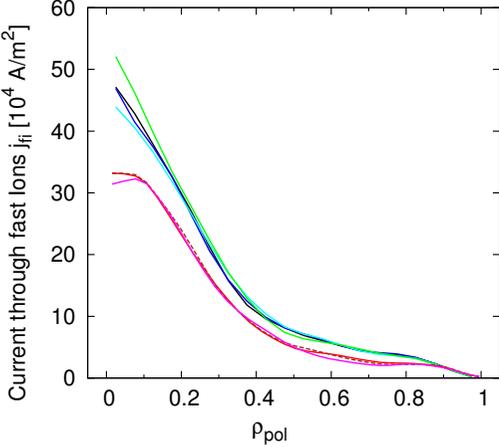
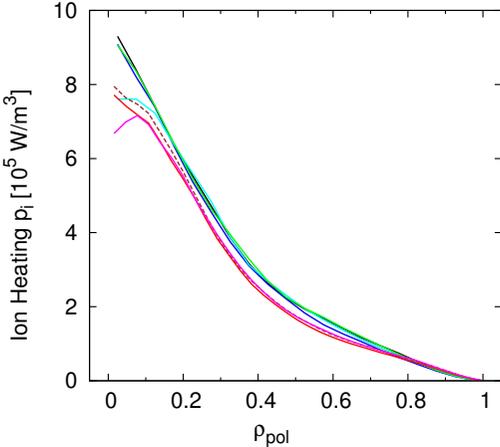
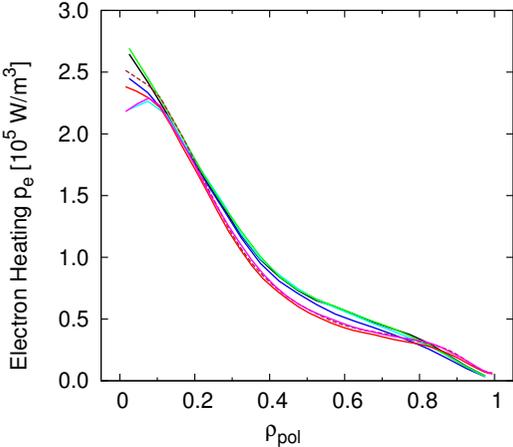
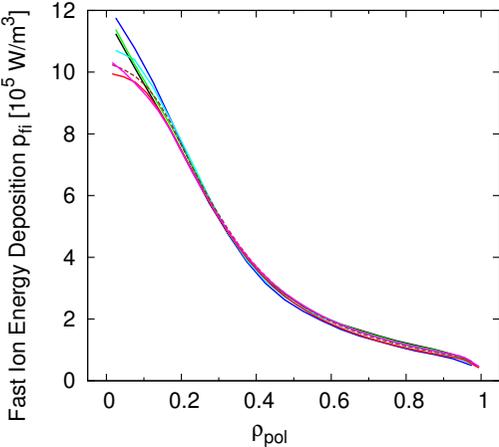
Schuss #17870, NBI Quelle 2

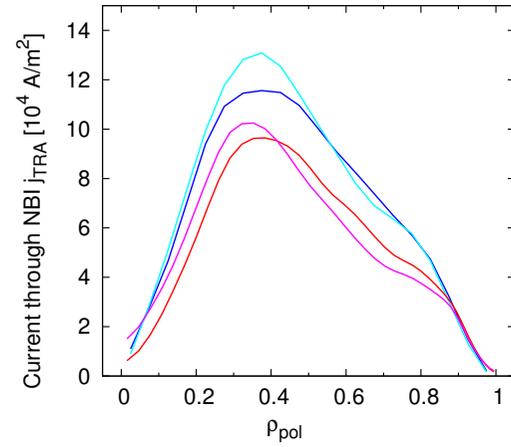
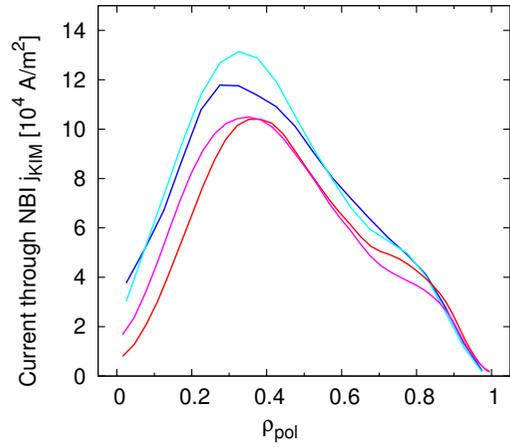
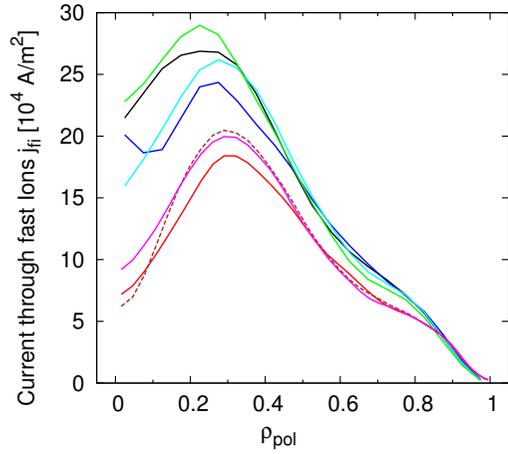
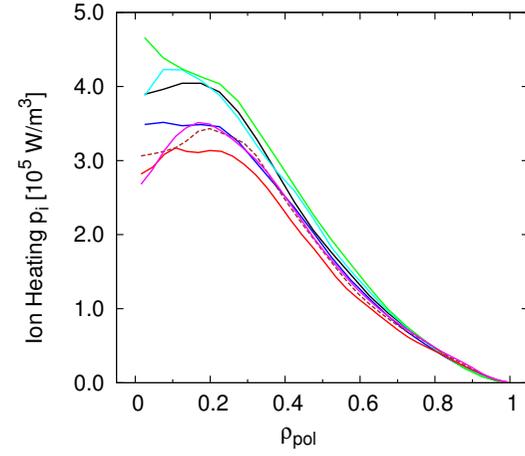
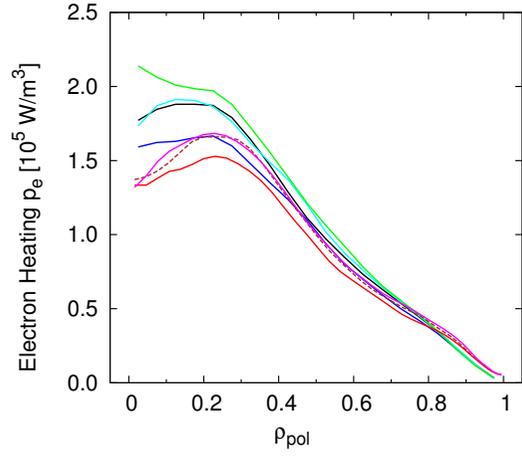
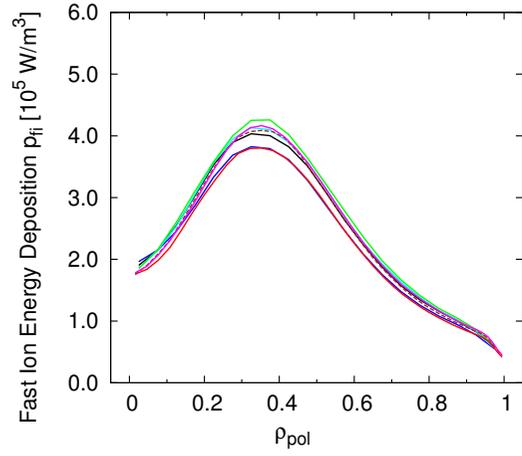


Schuss #17870, NBI Quelle 3

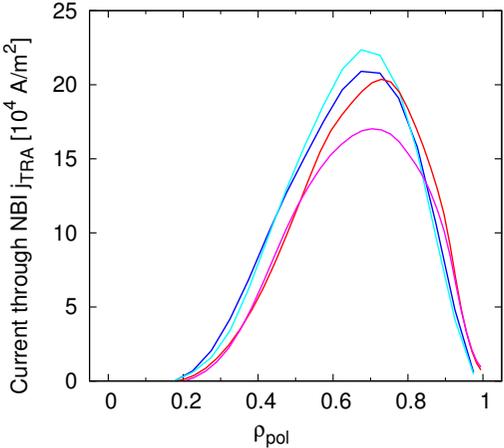
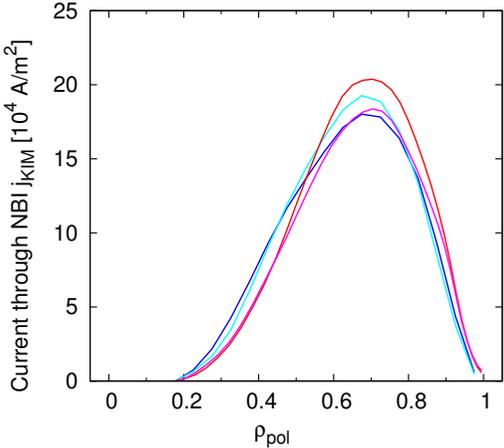
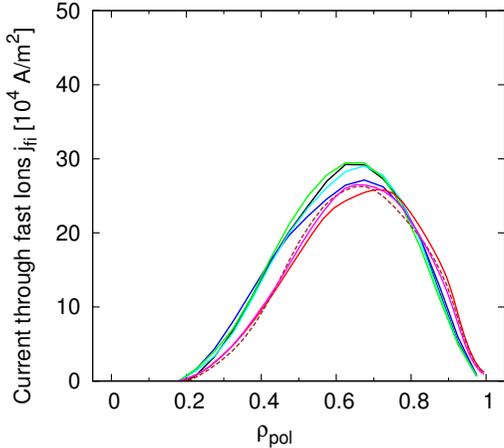
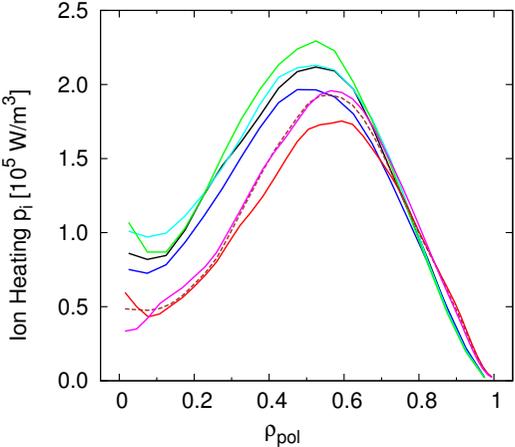
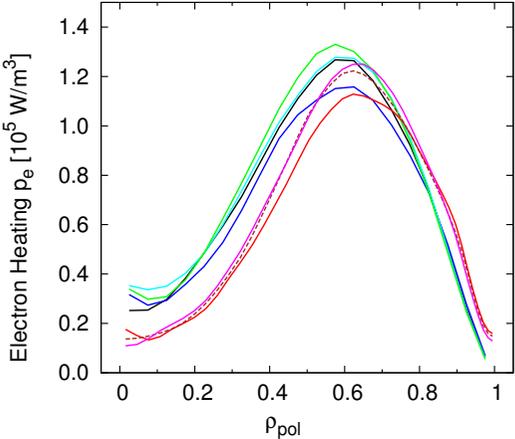
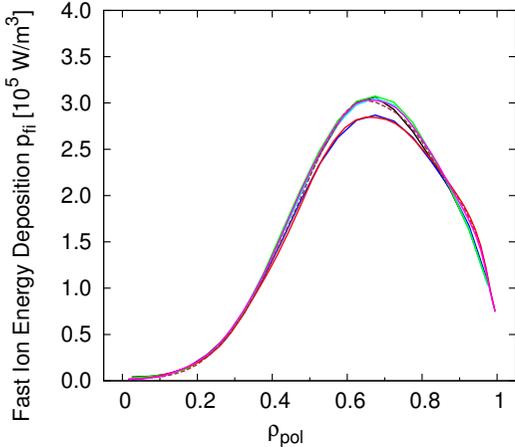


Schuss #17870, NBI Quelle 4

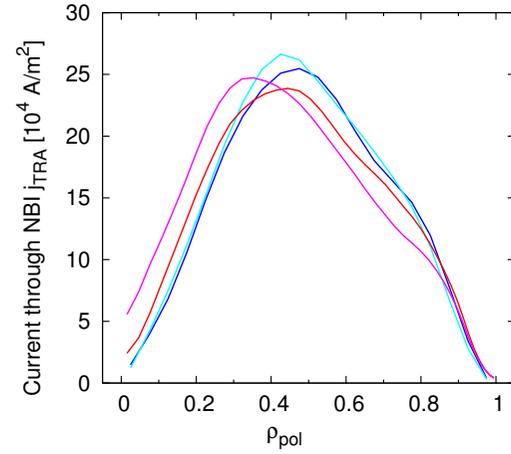
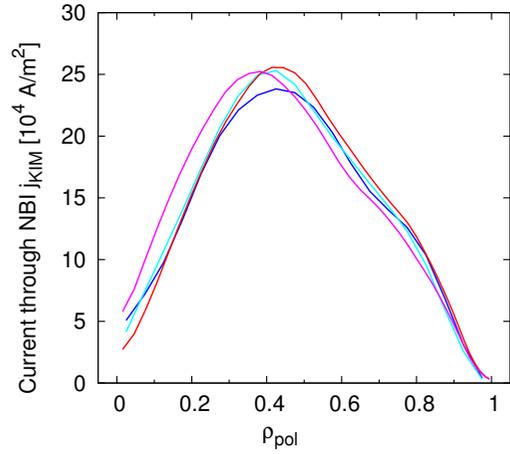
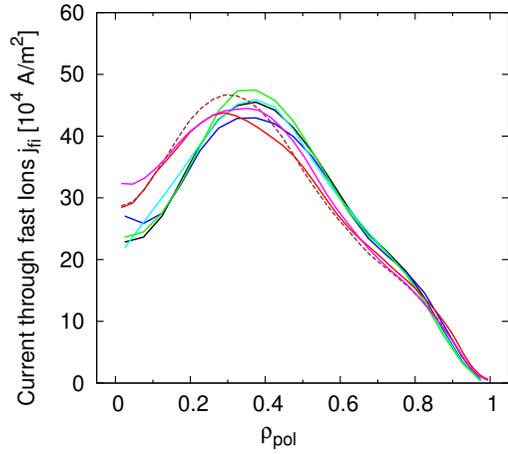
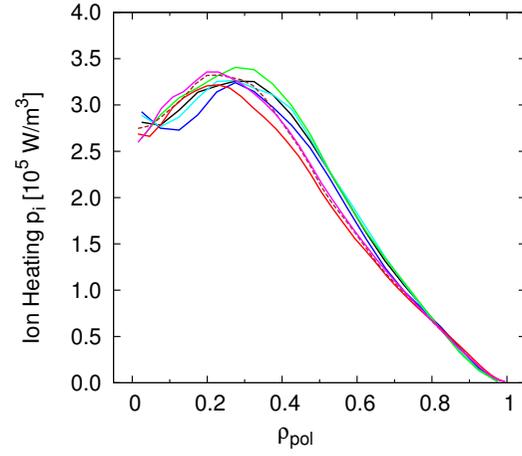
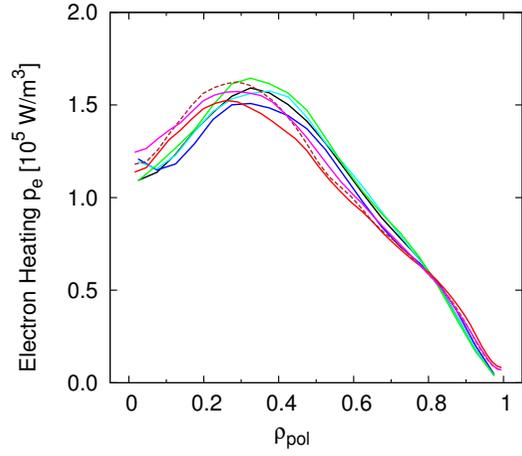
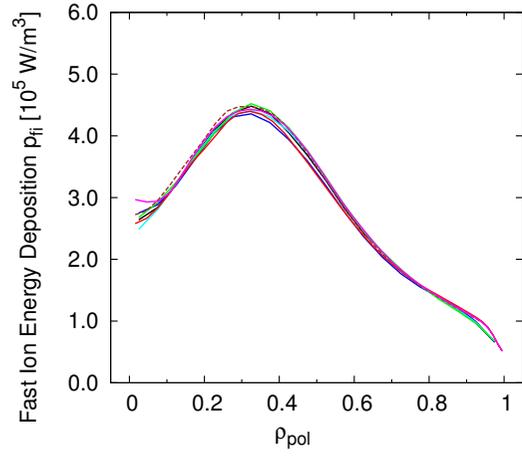




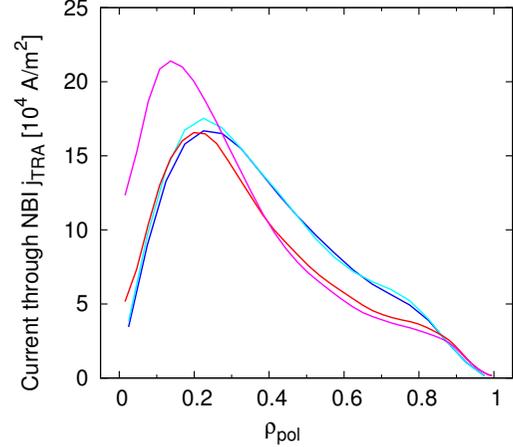
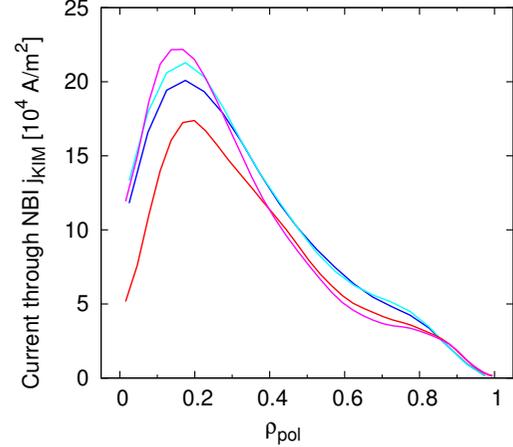
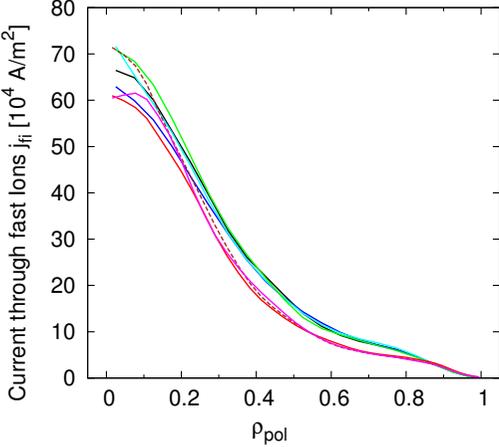
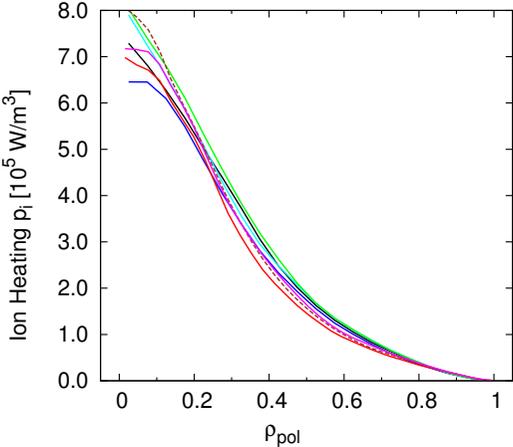
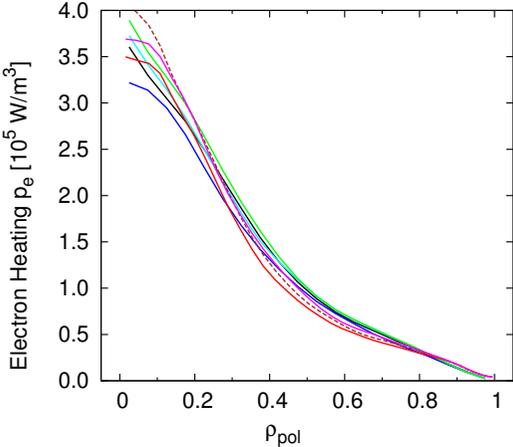
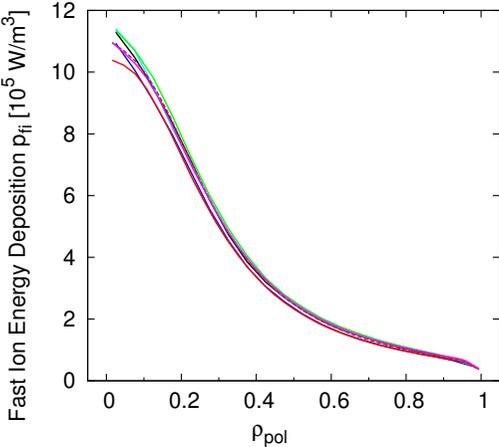
Schuss #17870, NBI Quelle 6



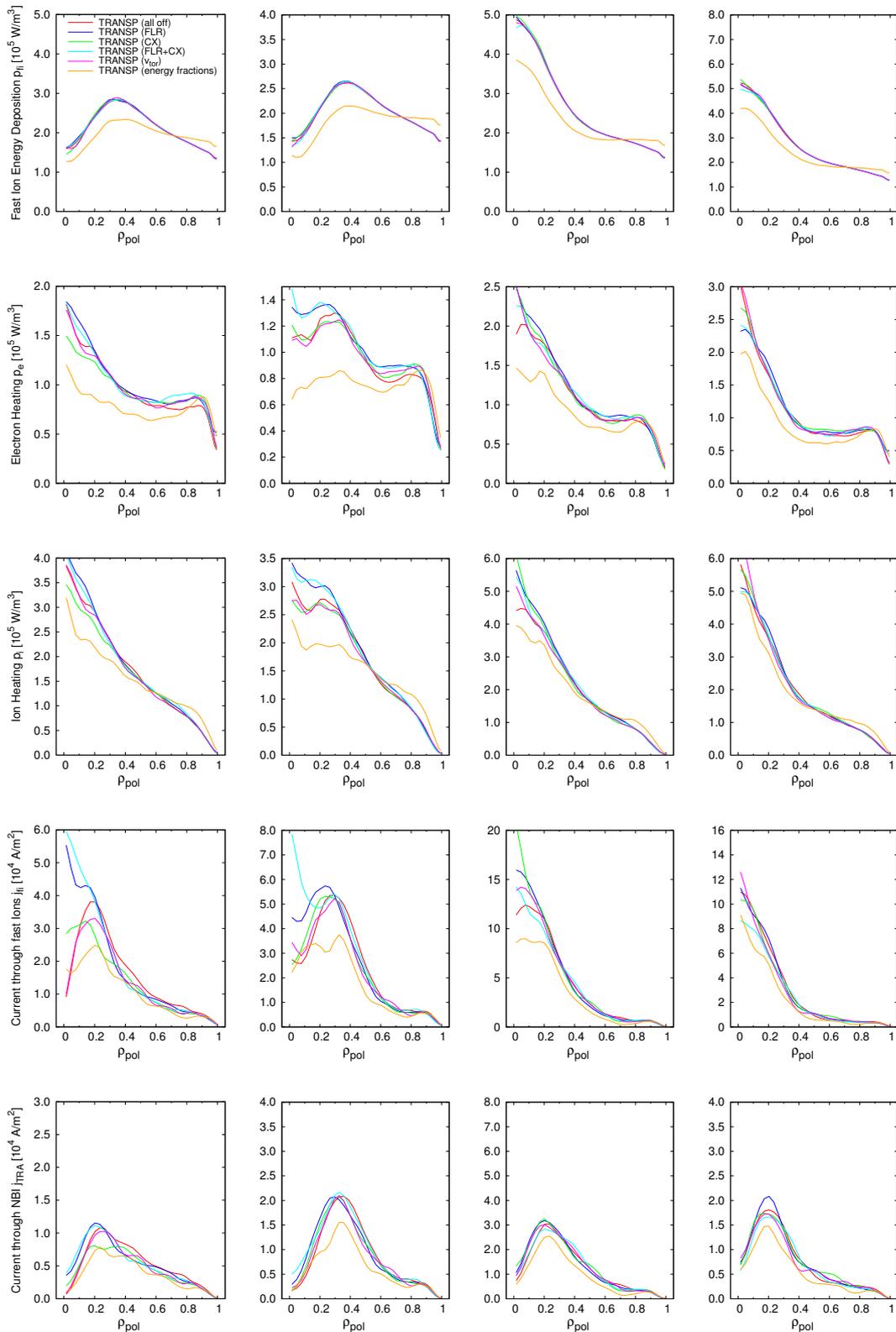
Schuss #17870, NBI Quelle 7



Schuss #17870, NBI Quelle 8



Einfluss verschiedener TRANSP Optionen, Schuss #17847, Quelle 1-4



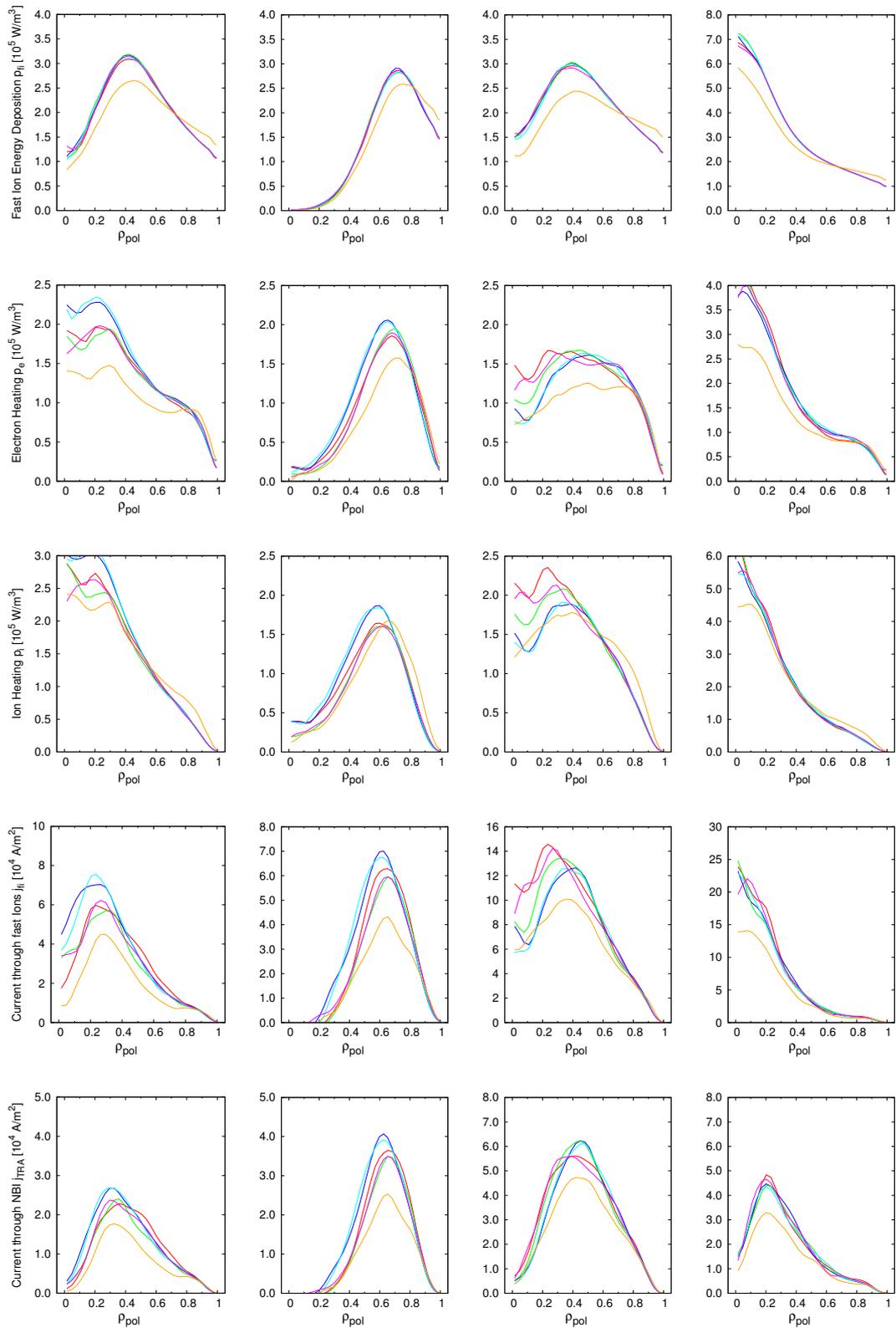
Quelle 1

Quelle 2

Quelle 3

Quelle 4

Einfluss verschiedener TRANSP Optionen, Schuss #17847, Quelle 5-8



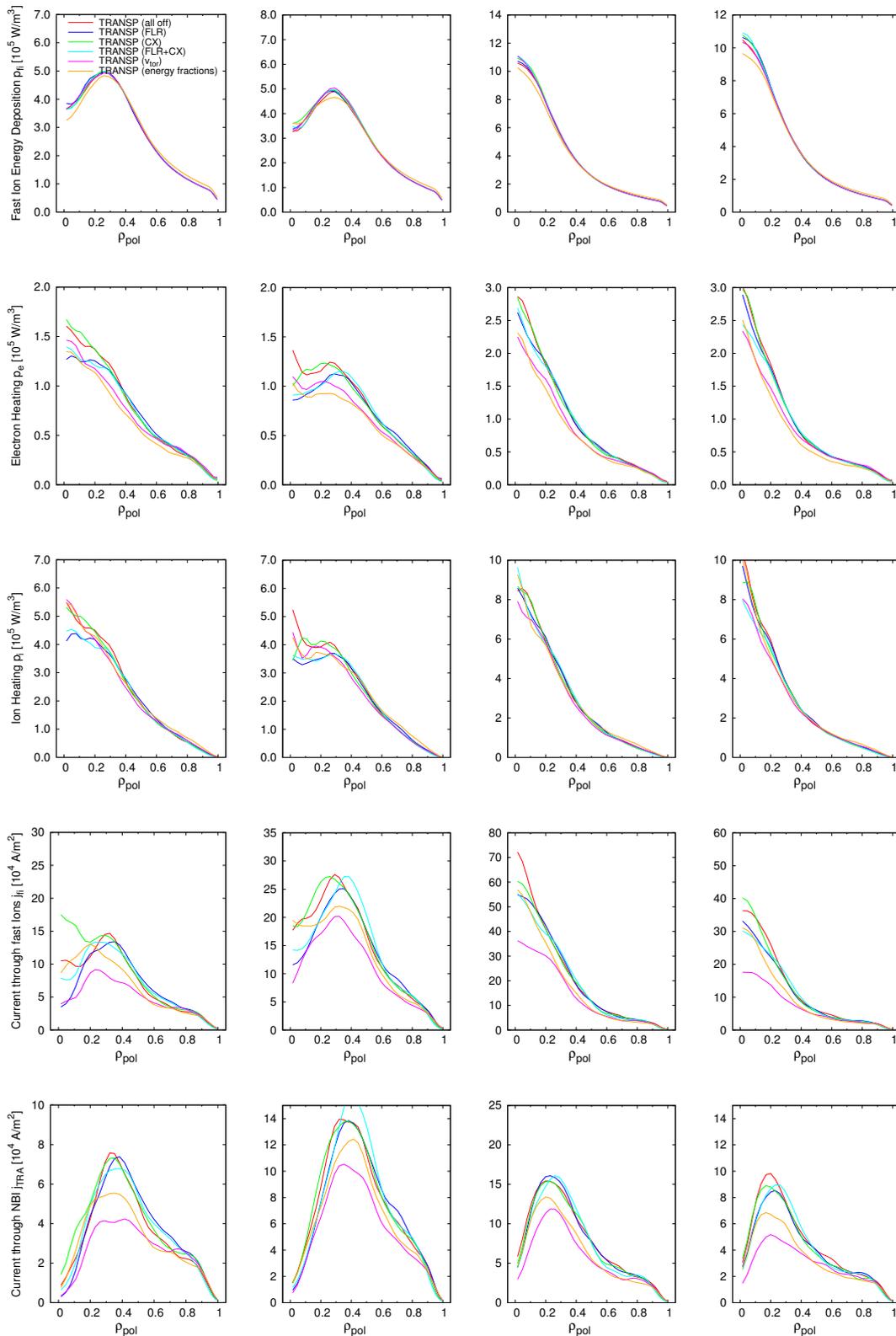
Quelle 5

Quelle 6

Quelle 7

Quelle 8

Einfluss verschiedener TRANSP Optionen, Schuss #17870, Quelle 1-4



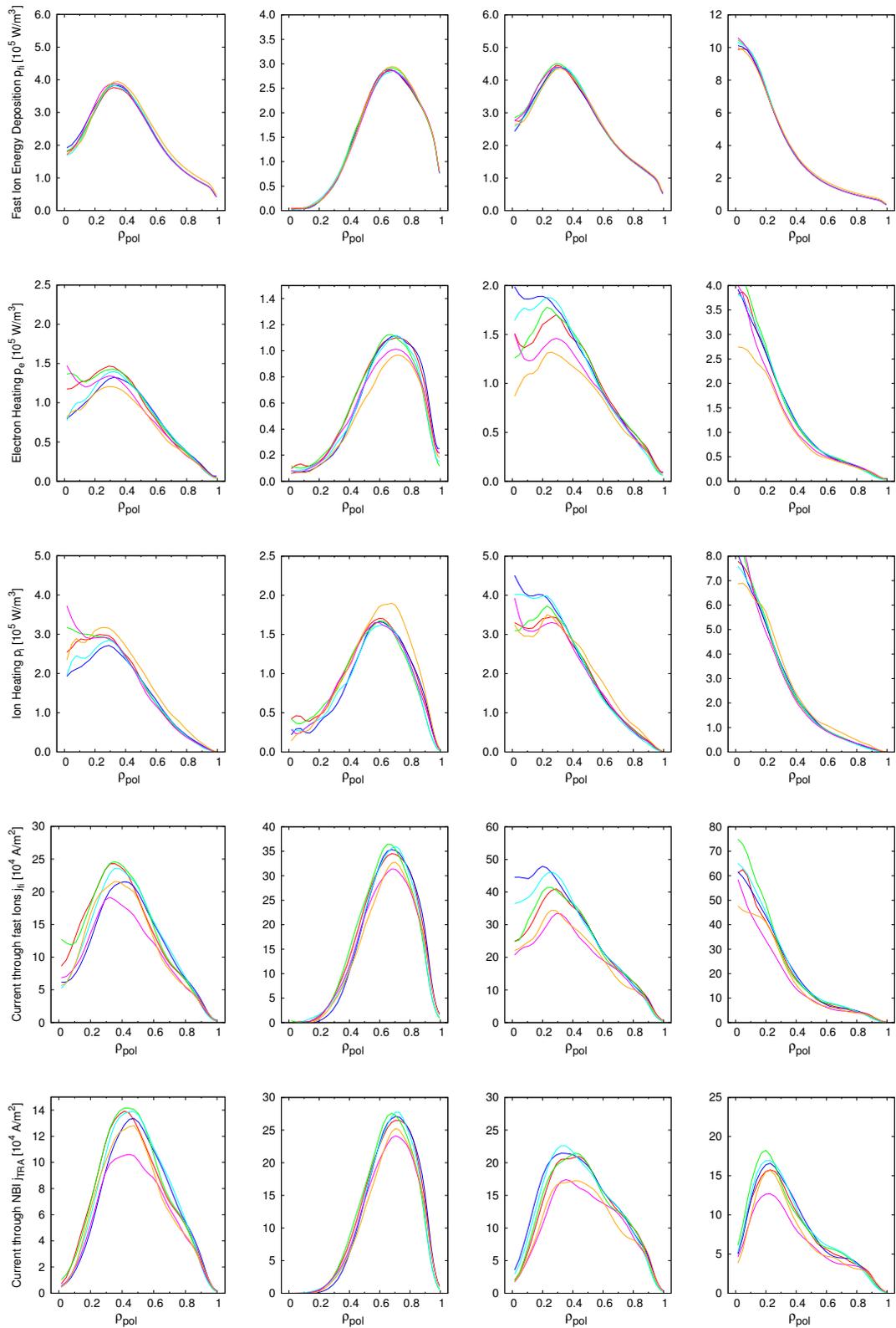
Quelle 1

Quelle 2

Quelle 3

Quelle 4

Einfluss verschiedener TRANSP Optionen, Schuss #17870, Quelle 5-8



Quelle 5

Quelle 6

Quelle 7

Quelle 8

F. Simulationen

Im Nachfolgenden werden im Sinne der Transparenz und Reproduzierbarkeit alle Simulationsläufe mit wichtigen Parametern, Zeitpunkten, Schussdateisystemeinträgen, etc. gelistet.

Sämtliche Ergebnisse wurden im ASDEX Upgrade Schussdateisystem wie angegeben abgelegt. Die Namelists und Ausgabedateien von TRANSP sind im AFS[3] unter

```
/afs/ipp/m/mkraus/transp/
```

bzw.

```
/afs/ipp/m/transp/
```

abgespeichert und somit im Prinzip weltweit abrufbar. Die Ergebnisse der FAFNER-Rechnungen sind ebenfalls in komprimierter Form als ASCII-Tabellen unter

```
/afs/ipp/m/mkraus/fafner/
```

abgelegt.

Die im Folgenden aufgeführten Optionen F^n (FAFNER) und T^n (TRANSP) haben die Bedeutung:

F^1 XSMODEL

T^1 LEV_NBIDEP

T^2 NSIGEXC

T^3 NMCURB

Benchmark, #17847

Run	F ¹ /T ¹	T ²	T ³	Deposition	Stromtrieb	Z _{eff}	Schussdateisystem	Bemerkungen
FAF #17847A0{1-8}	1			Freeman & Jones		1.0	MKRAUS:FAF:17847:01-08	
FAF #17847B0{1-8}	3			PREACT		1.0	MKRAUS:FAF:17847:09-16	
FAF #17847C0{1-8}	2			ADAS		1.0	MKRAUS:FAF:17847:17-24	
FAF #17847D0{1-8}	4			Suzuki		1.0	MKRAUS:FAF:17847:25-32	
FAF #17847B1{1-8}	2			ADAS		2.5	MKRAUS:FAF:17847:33-40	mit Kohlenstoff
FAF #17847C1{1-8}	3			PREACT		2.5	MKRAUS:FAF:17847:41-48	mit Kohlenstoff
TRA #17847A0{1-8}	1	0	1	PREACT	Hirshman	1.0	MKRAUS:TRA:17847:01-08	
TRA #17847A1{1-8}	1	0	1	PREACT	Hirshman	2.5	MKRAUS:TRA:17847:09-16	mit Kohlenstoff
TRA #17847A2{1-8}	1	0	3	PREACT	Kim/Lin-Liu	1.0	MKRAUS:TRA:17847:17-24	
TRA #17847A3{1-8}	1	0	3	PREACT	Kim/Lin-Liu	2.5	MKRAUS:TRA:17847:25-32	mit Kohlenstoff
TRA #17847B0{1-8}	1	0	1	Janev	Hirshman	1.0	MKRAUS:TRA:17847:33-40	
TRA #17847C0{1-8}	2	0	1	ADAS Grundzust.	Hirshman	1.0	MKRAUS:TRA:17847:41-48	
TRA #17847D0{1-8}	2	1	1	ADAS	Hirshman	1.0	MKRAUS:TRA:17847:49-56	
TRA #17847D1{1-8}	2	1	1	ADAS	Hirshman	2.5	MKRAUS:TRA:17847:57-64	mit Kohlenstoff
TRA #17847D2{1-8}	2	1	3	ADAS	Kim/Lin-Liu	1.0	MKRAUS:TRA:17847:65-72	
TRA #17847D3{1-8}	2	1	3	ADAS	Kim/Lin-Liu	2.5	MKRAUS:TRA:17847:73-80	mit Kohlenstoff
TRA #17847Q0{1-8}	1	0	1	PREACT	Hirshman	1.0	TRANSP:TRA:17847:01-08	all off
TRA #17847Q1{1-8}	1	0	1	PREACT	Hirshman	1.0	TRANSP:TRA:17847:09-16	FLX + CX
TRA #17847Q2{1-8}	1	0	1	PREACT	Hirshman	1.0	TRANSP:TRA:17847:17-24	FLR
TRA #17847Q3{1-8}	1	0	1	PREACT	Hirshman	1.0	TRANSP:TRA:17847:25-32	CX
TRA #17847Q4{1-8}	1	0	1	PREACT	Hirshman	1.0	TRANSP:TRA:17847:33-40	Realistische Energieanteile
TRA #17847Q5{1-8}	1	0	1	PREACT	Hirshman	1.0	TRANSP:TRA:17847:41-48	v_{tor}

Benchmark, #17870

Run	F^1/T^1	T^2	T^3	Deposition	Stromtrieb	Z_{eff}	Schussdateisystem	Bemerkungen
FAF #17870A0{1-8}	1			Freeman & Jones		1.0	MKRAUS:FAF:17870:01-08	
FAF #17870B0{1-8}	3			PREACT		1.0	MKRAUS:FAF:17870:09-16	
FAF #17870C0{1-8}	2			ADAS		1.0	MKRAUS:FAF:17870:17-24	
FAF #17870D0{1-8}	4			Suzuki		1.0	MKRAUS:FAF:17870:25-32	
FAF #17870B1{1-8}	2			ADAS		2.5	MKRAUS:FAF:17870:33-40	mit Kohlenstoff
FAF #17870C1{1-8}	3			PREACT		2.5	MKRAUS:FAF:17870:41-48	mit Kohlenstoff
TRA #17870A0{1-8}	1	0	1	PREACT	Hirshman	1.0	MKRAUS:TRA:17870:01-08	
TRA #17870A1{1-8}	1	0	1	PREACT	Hirshman	2.5	MKRAUS:TRA:17870:09-16	mit Kohlenstoff
TRA #17870A2{1-8}	1	0	3	PREACT	Kim/Lin-Liu	1.0	MKRAUS:TRA:17870:17-24	
TRA #17870A3{1-8}	1	0	3	PREACT	Kim/Lin-Liu	2.5	MKRAUS:TRA:17870:25-32	mit Kohlenstoff
TRA #17870B0{1-8}	1	0	1	Janev	Hirshman	1.0	MKRAUS:TRA:17870:33-40	
TRA #17870C0{1-8}	2	0	1	ADAS Grundzust.	Hirshman	1.0	MKRAUS:TRA:17870:41-48	
TRA #17870D0{1-8}	2	1	1	ADAS	Hirshman	1.0	MKRAUS:TRA:17870:49-56	
TRA #17870D1{1-8}	2	1	1	ADAS	Hirshman	2.5	MKRAUS:TRA:17870:57-64	mit Kohlenstoff
TRA #17870D2{1-8}	2	1	3	ADAS	Kim/Lin-Liu	1.0	MKRAUS:TRA:17870:65-72	
TRA #17870D3{1-8}	2	1	3	ADAS	Kim/Lin-Liu	2.5	MKRAUS:TRA:17870:73-80	mit Kohlenstoff
TRA #17870Q0{1-8}	1	0	1	PREACT	Hirshman	1.0	TRANSP:TRA:17870:01-08	all off
TRA #17870Q1{1-8}	1	0	1	PREACT	Hirshman	1.0	TRANSP:TRA:17870:09-16	FLX + CX
TRA #17870Q2{1-8}	1	0	1	PREACT	Hirshman	1.0	TRANSP:TRA:17870:17-24	FLR
TRA #17870Q3{1-8}	1	0	1	PREACT	Hirshman	1.0	TRANSP:TRA:17870:25-32	CX
TRA #17870Q4{1-8}	1	0	1	PREACT	Hirshman	1.0	TRANSP:TRA:17870:33-40	Realistische Energieanteile
TRA #17870Q5{1-8}	1	0	1	PREACT	Hirshman	1.0	TRANSP:TRA:17870:41-48	v_{tor}

β -Skalierung

Run	Deposition	Z_{eff}	Verunreinigung	Schussdateisystem	Zeitindex
FAF #21403L27	Freeman & Jones	1.0	-	LAV:FAF:21403:27	
FAF #21426L18	Freeman & Jones	1.0	-	LAV:FAF:21426:18	
FAF #21403Q01	PREACT	1.0	-	MKRAUS:FAF:21403:1	
FAF #21403Q02	PREACT	2.1	B	MKRAUS:FAF:21403:2	
FAF #21403Q03	PREACT	2.1	C	MKRAUS:FAF:21403:3	
FAF #21403S01	ADAS	1.0	-	MKRAUS:FAF:21403:4	
FAF #21403S02	ADAS	2.1	B	MKRAUS:FAF:21403:5	
FAF #21403S03	ADAS	2.1	C	MKRAUS:FAF:21403:6	
TRA #21403Q01	PREACT	1.0	-	TRANSP:TRA:21403:3	15
TRA #21403Q02	PREACT	2.1	B	TRANSP:TRA:21403:4	15
TRA #21403Q03	PREACT	2.1	C	TRANSP:TRA:21403:5	15
TRA #21403S01	ADAS	1.0	-	TRANSP:TRA:21403:6	15
TRA #21403S02	ADAS	2.1	B	TRANSP:TRA:21403:7	15
TRA #21403S03	ADAS	2.1	C	TRANSP:TRA:21403:8	15
FAF #21426Q01	PREACT	1.0	-	MKRAUS:FAF:21426:1	
FAF #21426Q02	PREACT	1.6	B	MKRAUS:FAF:21426:2	
FAF #21426Q03	PREACT	1.6	C	MKRAUS:FAF:21426:3	
FAF #21426S01	ADAS	1.0	-	MKRAUS:FAF:21426:4	
FAF #21426S02	ADAS	1.6	B	MKRAUS:FAF:21426:5	
FAF #21426S03	ADAS	1.6	C	MKRAUS:FAF:21426:6	
TRA #21426Q01	PREACT	1.0	-	TRANSP:TRA:21426:3	9
TRA #21426Q02	PREACT	1.6	B	TRANSP:TRA:21426:4	9
TRA #21426Q03	PREACT	1.6	C	TRANSP:TRA:21426:5	9
TRA #21426S01	ADAS	1.0	-	TRANSP:TRA:21426:6	9
TRA #21426S02	ADAS	1.6	B	TRANSP:TRA:21426:7	9
TRA #21426S03	ADAS	1.6	C	TRANSP:TRA:21426:8	9

Stromtrieb durch Neutralteilcheninjektion

Run	Deposition	Current Drive	Diffusion	Schussdateisystem	Zeitindex
AUGD #18383A08	PREACT	No NBCD		TRANSP:TRA:18383:8	531 / 641
AUGD #18383A07	PREACT	Hirshman		TRANSP:TRA:18383:7	531 / 641
AUGD #18383L01	PREACT	Kim / Lin-Liu		TRANSP:TRA:18383:50	531 / 641
AUGD #18383K02	ADAS	No NBCD		TRANSP:TRA:18383:48	531 / 641
AUGD #18383K01	ADAS	Hirshman		TRANSP:TRA:18383:49	531 / 641
AUGD #18383M01	ADAS	Kim / Lin-Liu		TRANSP:TRA:18383:51	531 / 641
AUGD #18703A01	PREACT	Hirshman	$D_{\text{fast}} = 0$	TRANSP:TRA:18703:1	341 / 391
AUGD #18703A03	PREACT	Hirshman	$D_{\text{fast}} = 0.5 \text{ m}^2/\text{s}$	TRANSP:TRA:18703:3	341 / 391
AUGD #18703L01	PREACT	Kim / Lin-Liu	$D_{\text{fast}} = 0$	TRANSP:TRA:18703:61	341 / 391
AUGD #18703L03	PREACT	Kim / Lin-Liu	$D_{\text{fast}} = 0.5 \text{ m}^2/\text{s}$	TRANSP:TRA:18703:64	341 / 391
AUGD #18703K01	ADAS	Hirshman	$D_{\text{fast}} = 0$	TRANSP:TRA:18703:60	341 / 391
AUGD #18703K03	ADAS	Hirshman	$D_{\text{fast}} = 0.5 \text{ m}^2/\text{s}$	TRANSP:TRA:18703:63	341 / 391
AUGD #18703M01	ADAS	Kim / Lin-Liu	$D_{\text{fast}} = 0$	TRANSP:TRA:18703:62	341 / 391
AUGD #18703M03	ADAS	Kim / Lin-Liu	$D_{\text{fast}} = 0.5 \text{ m}^2/\text{s}$	TRANSP:TRA:18703:65	341 / 391

Modulierte NBI Profile

Run	Deposition	Stromtrieb	Diffusion	Schussdateisystem	Bemerkungen
FAF #20852A01	Freeman & Jones			MKRAUS:FAF:20852:3	
FAF #20852M01	ADAS			MKRAUS:FAF:20852:4	
FAF #20960A01	Freeman & Jones			MKRAUS:FAF:20960:3	
FAF #20960M01	ADAS			MKRAUS:FAF:20960:5	
TRA #20852B06	PREACT	Hirshman	0	TRANSP:TRA:20852:12	
TRA #20852B07	PREACT	Hirshman	0.5	TRANSP:TRA:20852:13	
TRA #20852M01	ADAS	Hirshman	0	TRANSP:TRA:20852:19	
TRA #20852M02	ADAS	Hirshman	0.5	TRANSP:TRA:20852:20	
TRA #20852M03	PREACT	Kim/Lin-Liu	0	TRANSP:TRA:20852:21	
TRA #20852M04	PREACT	Kim/Lin-Liu	0.5	TRANSP:TRA:20852:22	
TRA #20852M05	ADAS	Kim/Lin-Liu	0	TRANSP:TRA:20852:23	
TRA #20852M06	ADAS	Kim/Lin-Liu	0.5	TRANSP:TRA:20852:24	
TRA #20852O01	ADAS	Hirshman	0	MKRAUS:TRA:20852:1	festes CLISTE Gleichgew., alle Quellen
TRA #20852O02	ADAS	Hirshman	0	MKRAUS:TRA:20852:2	festes CLISTE Gleichgew., nur Quelle 6
TRA #20852O03	ADAS	Hirshman	0	MKRAUS:TRA:20852:3	festes CLISTE Gleichgew., nur Quelle 6, nicht moduliert
TRA #20853A01	PREACT	Hirshman	0	TRANSP:TRA:20853:5	
TRA #20853A02	PREACT	Hirshman	0.5	TRANSP:TRA:20853:6	
TRA #20853M01	ADAS	Hirshman	0	TRANSP:TRA:20853:7	
TRA #20853M02	ADAS	Hirshman	0.5	TRANSP:TRA:20853:8	
TRA #20853M03	PREACT	Kim/Lin-Liu	0	TRANSP:TRA:20853:9	
TRA #20853M04	PREACT	Kim/Lin-Liu	0.5	TRANSP:TRA:20853:10	
TRA #20853M05	ADAS	Kim/Lin-Liu	0	TRANSP:TRA:20853:11	
TRA #20853M06	ADAS	Kim/Lin-Liu	0.5	TRANSP:TRA:20853:12	

Modulierte NBI Profile

Run	Deposition	Stromtrieb	Diffusion	Schussdateisystem	Bemerkungen
TRA #20960B01	PREACT	Hirshman	0	TRANSP:TRA:20960:17	
TRA #20960B02	PREACT	Hirshman	0.5	TRANSP:TRA:20960:18	
TRA #20960M01	ADAS	Hirshman	0	TRANSP:TRA:20960:19	
TRA #20960M02	ADAS	Hirshman	0.5	TRANSP:TRA:20960:20	
TRA #20960M03	PREACT	Kim/Lin-Liu	0	TRANSP:TRA:20960:21	
TRA #20960M04	PREACT	Kim/Lin-Liu	0.5	TRANSP:TRA:20960:22	
TRA #20960M05	ADAS	Kim/Lin-Liu	0	TRANSP:TRA:20960:23	
TRA #20960M06	ADAS	Kim/Lin-Liu	0.5	TRANSP:TRA:20960:24	
TRA #20960O01	ADAS	Hirshman	0	MKRAUS:TRA:20960:1	festes CLISTE Gleichgew., alle Quellen
TRA #20960O02	ADAS	Hirshman	0	MKRAUS:TRA:20960:2	festes CLISTE Gleichgew., nur Quelle 6
TRA #20960O03	ADAS	Hirshman	0	MKRAUS:TRA:20960:3	festes CLISTE Gleichgew., nur Quelle 6, nicht moduliert

ITER Beispielszenario

Run	T ¹	T ²	T ³	Deposition Model	Current Drive	Schussfilesystem
ITER #20101A01	1	0	0	PREACT	No current drive calculation	MKRAUS:TRA:20101:1
ITER #20101A02	2	0	0	ADAS ground state	No current drive calculation	MKRAUS:TRA:20101:2
ITER #20101A03	1	0	1	PREACT	Hirshman	MKRAUS:TRA:20101:3
ITER #20101A04	2	0	1	ADAS ground state	Hirshman	MKRAUS:TRA:20101:4
ITER #20101A05	1	0	2	PREACT	Spitzer (no trapping correction)	MKRAUS:TRA:20101:5
ITER #20101A06	2	0	2	ADAS ground state	Spitzer (no trapping correction)	MKRAUS:TRA:20101:6
ITER #20101A07	1	0	3	PREACT	Kim / Lin-Liu	MKRAUS:TRA:20101:7
ITER #20101A08	2	0	3	ADAS ground state	Kim / Lin-Liu	MKRAUS:TRA:20101:8
ITER #20101B01	1	1	0	Janev	No current drive calculation	MKRAUS:TRA:20101:9
ITER #20101B02	2	1	0	ADAS excited state	No current drive calculation	MKRAUS:TRA:20101:10
ITER #20101B03	1	1	1	Janev	Hirshman	MKRAUS:TRA:20101:11
ITER #20101B04	2	1	1	ADAS excited state	Hirshman	MKRAUS:TRA:20101:12
ITER #20101B05	1	1	2	Janev	Spitzer (no trapping correction)	MKRAUS:TRA:20101:13
ITER #20101B06	2	1	2	ADAS excited state	Spitzer (no trapping correction)	MKRAUS:TRA:20101:14
ITER #20101B07	1	1	3	Janev	Kim / Lin-Liu	MKRAUS:TRA:20101:15
ITER #20101B08	2	1	3	ADAS excited state	Kim / Lin-Liu	MKRAUS:TRA:20101:16

G. Literaturverzeichnis

- [1] ADAS v2.12. <http://www.adas.ac.uk/>, 2007.
- [2] NetCDF. <http://www.unidata.ucar.edu/software/netcdf/>.
- [3] OpenAFS. URL <http://www.openafs.org/>.
- [4] H. Anderson. *Collisional-Radiative Modelling of Neutral Beam Attenuation and Emission*. 1999.
- [5] H. Anderson et al., 2000, Neutral beam stopping and emission in fusion plasmas I: Deuterium beams, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **42** 781–806.
- [6] C. Angioni and O. Sauter, 2000, Neoclassical transport coefficients for general axisymmetric equilibria in the banana regime, *Physics of Plasmas*, **7** 1224–1234.
- [7] C. F. Barnett, editor. *Collisions of H, H₂, He, and Li Atoms and Ions with Atoms and Molecules*, volume 1. ORNL, 1990.
- [8] P. M. Bellan. *Fundamentals of Plasma Physics*. Cambridge University Press, 2006.
- [9] E. Buckingham, 1914, On physically similar systems; Illustrations of the use of dimensional equations, *Physical Review*, **4** 345–376.
- [10] R. V. Budny, 2009, Comparison of predicted plasma performance in ITER H-mode plasmas with various mixes of external heating, *Nuclear Fusion*, **49**. doi: 10.1088/0029-5515/49/8/085008.
- [11] J. W. Connor and J. G. Cordey, 1974, Effects of neutral injection heating upon toroidal equilibria, *Nuclear Fusion*, **14** 185–190.
- [12] J. W. Connor and J. B. Taylor, 1977, Scaling laws for plasma confinement, *Nuclear Fusion*, **17** 1047–1055.
- [13] R. L. Freeman and E. M. Jones. *Atomic Collision Processes in Plasma Physics Experiments*. Culham Laboratory, 1974.
- [14] Jeffrey P. Freidberg. *Plasma Physics and Fusion Energy*. Cambridge University Press, 2008.
- [15] J. C. Fuchs. Flux coordinates used at ASDEX Upgrade. <http://www.ipp.mpg.de/aug/flcoord>, 1998.
- [16] R. J. Goldston et al., 1981, New techniques for calculating heat and particle source rates due to neutral beam injection in axisymmetric tokamaks, *Journal of Computational Physics*, **43** 61–78.

-
- [17] S. Guenter et al., 2007, Interaction of energetic particles with large and small scale instabilities, *Nuclear Fusion*, **47** 920–928. doi: 10.1088/0029-5515/47/8/025.
- [18] P. Helander and D. J. Sigmar. *Collisional Transport in Magnetized Plasmas*. Cambridge University Press, 2005.
- [19] F. L. Hinton and R. D. Hazeltine, 1976, Theory of plasma transport in toroidal confinement systems, *Reviews of Modern Physics*, **48** 239.
- [20] F. L. Hinton and T.B. Moore, 1974, Impurity transport in tokamaks in the banana-plateau regime, *Nuclear Fusion*, **14** 639–644.
- [21] F. L. Hinton and M. N Rosenbluth, 1973, Transport properties of a toroidal plasma at low-to-intermediate collision frequencies, *Physics of Fluids*, **16** 836–854.
- [22] S. P. Hirshman, 1978, Neoclassical current in a toroidally-confined multispecies plasma, *Physics of Fluids*, **21** 1295–1301.
- [23] S. P. Hirshman, 1978, Moment equation approach to neoclassical transport theory, *Physics of Fluids*, **21** 224–229.
- [24] S. P. Hirshman and D. J. Sigmar, 1981, Neoclassical transport of impurities in tokamak plasmas, *Nuclear Fusion*, **21** 1079.
- [25] R.K. Janev, W.D. Langer, K. Evans Jr., and D.E. Post Jr. *Elementary Processes in Hydrogen-Helium Plasmas*. Springer, 1987.
- [26] R. K. Janev et al., 1989, Penetration of energetic neutral beams into fusion plasmas, *Nuclear Fusion*, **29**(12) 2125–2140.
- [27] B. B. Kadomtsev, 1975, Tokamaks and dimensional analysis, *Soviet Journal of Plasma Physics*, **1** 295–296.
- [28] Y. B. Kim, J. D. Callen, and H. Hamnen, 1988, Neoclassical current and transport in auxiliary heated tokamaks, *JET Report*, **R4688**.
- [29] R. Koch, 2008, Fast particle heating, *Transactions of Fusion Science and Technology*, **53** 173–183.
- [30] Y. R. Lin-Liu and F. L. Hinton, 1997, Trapped electron correction to beam driven current in general tokamak equilibria, *Physics of Plasmas*, **4** 4179–4181.
- [31] Y. R. Lin-Liu and R. L. Miller, 1994, Upper and lower bounds of the effective trapped particle fraction in general tokamak equilibria, *Physics of Plasmas*, **2** 1666–1668.
- [32] G. G. Lister. FAFNER - A fully 3D neutral beam injection code using Monte Carlo methods. Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching, 1985.

- [33] W. Mandl, R.C. Wolf, M. G. von Hellermann, and H.P. Summers, 1993, Beam emission spectroscopy as a comprehensive plasma diagnostic tool, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **35** 1373–1394.
- [34] P. J. McCarthy, P. Martin, and W. Schneider. The CLISTE interpretive equilibrium code. IPP Report 5/85, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching, 1999.
- [35] D. McCune. NTCC PSpline / EzSpline. <http://w3.pppl.gov/ntcc/PSPLINE/>.
- [36] D. McCune and C. D. Boley. Private communication.
- [37] D. C. McDonald et al., 2006, The beta scaling of energy confinement in ELMy H-modes in JET, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **46** A215–A225.
- [38] T. Ohkawa, 1970, New methods of driving plasma current in fusion devices, *Nuclear Fusion*, **10** 185–188.
- [39] R. E. Olson et al., 1978, Charge-state dependence of electron loss from H by collisions with heavy, highly stripped ions, *Physical Review Letters*, **41**(3) 163. doi: 10.1103/PhysRevLett.41.163.
- [40] J. Pamela, 1995, The physics of production, acceleration and neutralisation of large negative ion beams, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **37** A325–A336.
- [41] A. Pankin, D. McCune, R. Andre, G. Batemann, and A. Kritz, 2004, The tokamak Monte Carlo fast ion module NUBEAM in the National Transport Code Collaboration library, *Computer Physics Communications*, **159**(3) 157–184. doi: 10.1016/j.cpc.2003.11.002.
- [42] C. C. Petty, 2005, Dimensionless parameter scaling of transport in DIII-D, *Fusion Science and Technology*, **48** 978–987.
- [43] C. C. Petty et al., 2004, Beta scaling of transport on the DIII-D tokamak: Is transport electrostatic or electromagnetic?, *Physics of Plasmas*, **11** 2514–2522.
- [44] R. A. Phaneuf, R. K. Janev, and M. S. Pindzola, editors. *Collisions of Carbon and Oxygen Ions with Electrons, H, H₂, and He*, volume 5. ORNL, 1987.
- [45] P. Richter and D. McCune. NTCC PREACT. <http://w3.pppl.gov/ntcc/PREACT/>.
- [46] A. C. Riviere, 1971, Penetration of fast hydrogen atoms into a fusion reactor plasma, *Nuclear Fusion*, **11** 363.
- [47] M. N. Rosenbluth, R. D. Hazeltine, and F. L. Hinton, 1972, Plasma transport in toroidal confinement systems, *Physics of Fluids*, **15** 116.
- [48] F. Ryter. Experimental determination of the NBI power deposition and consequences for NBI current drive. In *34th EPS Conference on Plasma Physics, Warsaw, 2007*.

- [49] W. Schneider. KK subroutines. <https://www.aug.ipp.mpg.de/aug/manuals/Asubrout.txt>, 2008.
- [50] S. Schwarzhuber. Fafner with stopping coefficients from ADAS. Talk at IPP Core Physics Forum, 2008.
- [51] E. Speth, 1989, Neutral beam heating of fusion plasmas, *Rep. Prog. Phys.*, **52** 57–121.
- [52] W. M. Stacey. *Fusion Plasma Physics*. Wiley, 2005.
- [53] D. F. H. Start, J. G. Cordey, and E. M. Jones, 1980, The effect of trapped electrons on beam driven currents in toroidal plasmas, *Plasma Physics*, **22** 202–316.
- [54] J. Stober and D. McCune. Private communication.
- [55] H. P. Summers. The ADAS User Manual v2.6. <http://www.adas.ac.uk/>, 2004.
- [56] S. Suzuki et al., 1998, Attenuation of high-energy neutral hydrogen beams in high-density plasmas, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **40**(12) 2097–2112. doi: 10.1088/0741-3335/40/12/009.
- [57] H. Urano et al., 2006, Confinement degradation with beta for ELMy H-mode plasmas in JT-60U tokamak, *Nuclear Fusion*, **46** 781–787. doi: 10.1088/0029-5515/46/8/003.
- [58] L. Vermare et al., 2007, Study of beta dependence of confinement and heat transport in ASDEX Upgrade, *Nuclear Fusion*, **47** 490–497. doi: 10.1088/0029-5515/47/5/014.
- [59] F. Wagner, 2007, A quarter-century of H-mode studies, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **49** B1–B33.
- [60] F. Wagner et al., 1982, Regime of improved confinement and high beta in neutral-beam-heated divertor discharges of the ASDEX tokamak, *Physical Review Letters*, **49** 1408–1412.
- [61] J. Wesson. *Tokamaks*. Clarendon Press Oxford, 3rd edition, 2004.
- [62] R. Wolf. *Measurement of the Local Magnetic Field Inside a Tokamak Plasma (JET) by Means of the Motional Stark Effect and Analysis of the Internal Magnetic Field Structure and Dynamics*. PhD thesis, Universität Düsseldorf, 1993.
- [63] H. Zohm et al., 2007, Control of NTMs by ECCD on ASDEX Upgrade in view of ITER application, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **49** B341–B347.